

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE NANCY I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES

par

Pierre DUHAMEL

Ingénieur E.N.S.E.M. Licencié-ès-Sciences

SUJET :

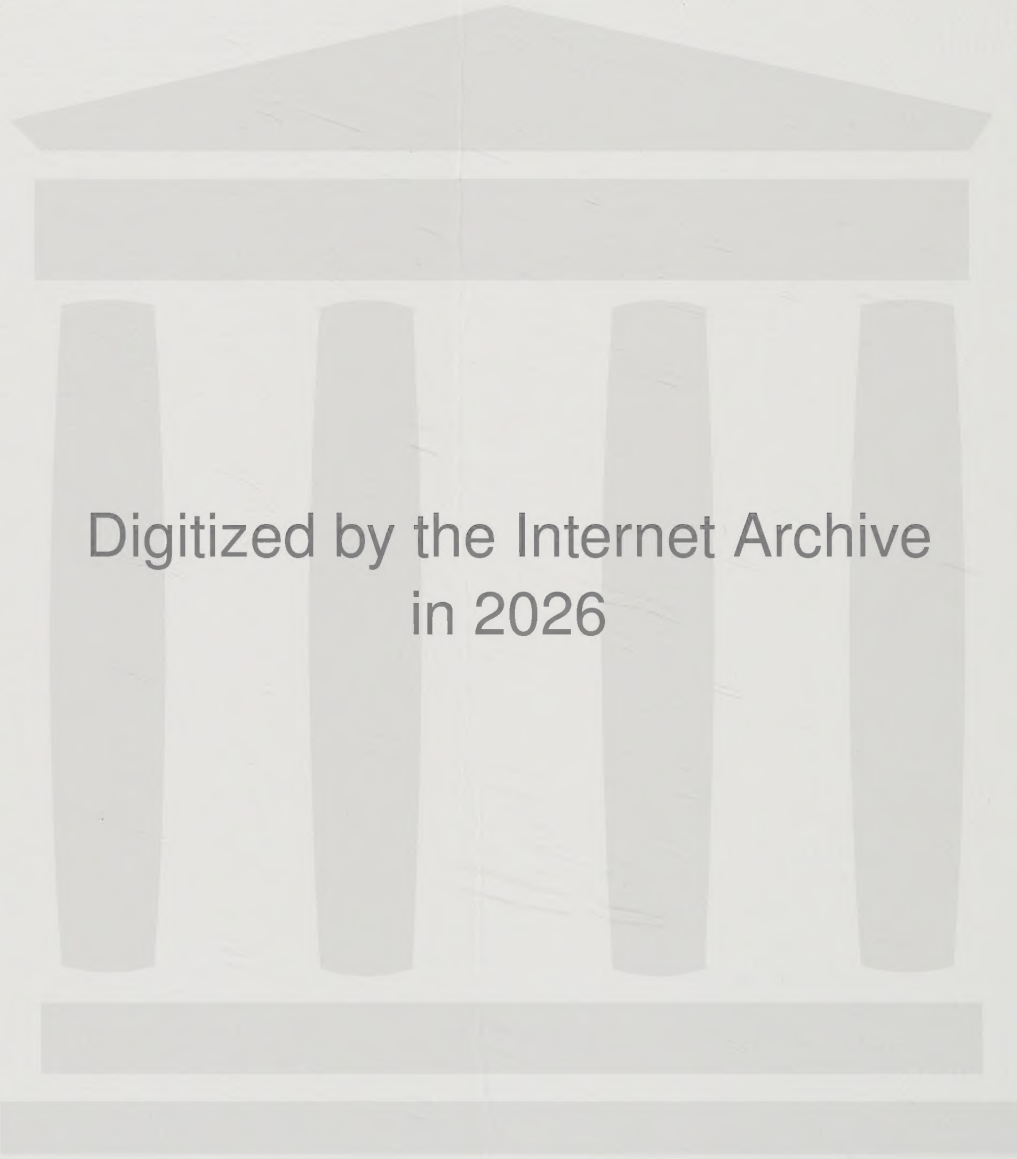
**Contribution à l'étude des taches turbulentes de transition
pour un écoulement pulsé sur une plaque plane**

Soutenue publiquement le 8 Octobre 1971 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Président : M. J. LEGRAS

Examineurs : MM. E-A. BRUN
J. GOSSE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551918_0011

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE NANCY I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES

par

Pierre DUHAMEL

Ingénieur E.N.S.E.M. Licencié-ès-Sciences

SUJET :

Contribution à l'étude des taches turbulentes de transition pour un écoulement pulsé sur une plaque plane

Soutenue publiquement le 8 Octobre 1971 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Président : M. J. LEGRAS

Examineurs : MM. E-A. BRUN
J. GOSSE

Cette étude, qui m'a été proposée par Monsieur le Professeur J. GOSSE, directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de NANCY, a été effectuée, sous sa direction, au Laboratoire de Mécanique de l'école. Ma présence au C.N.R.S. m'a permis de la mener à bonne fin et je prie Monsieur le Directeur Général du Centre National de la Recherche Scientifique d'accepter l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Monsieur le Professeur E.A. BRUN, membre de l'Institut, a bien voulu parrainer ma recherche auprès du C.N.R.S. et a suivi mon travail avec intérêt et bienveillance. Je le prie d'agréer mes respectueux remerciements et lui exprime toute ma reconnaissance pour l'honneur qu'il me fait en participant au Jury de cette thèse.

Ma profonde gratitude va à Monsieur le Professeur J.GOSSE qui, par ses conseils et ses critiques constructives, m'a apporté une aide efficace dont j'ai bénéficié tout au long de mon travail de recherche.

Je remercie très sincèrement Monsieur le Professeur J.LEGRAS pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail et suis très honoré de sa présence au sein du Jury de thèse.

Je tiens également à adresser mes remerciements à Messieurs MAEDER, ancien chercheur du Laboratoire et BENICHO, ingénieur analyste, dont les compétences en informatique me furent très utiles lors de la mise au point d'un programme d'acquisition de données. Ma reconnaissance va aussi au Chef d'Atelier et à son équipe pour la qualité de leurs réalisations ainsi qu'au dessinateur et à tout le personnel technique et administratif pour leur aimable contribution à la réalisation de ce mémoire.

Je ne saurais oublier enfin, tous les chercheurs du
Laboratoire qui par leur présence et l'ambiance sympathique
qu'ils ont su créer m'ont souvent facilité la tâche.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

	pages
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	1
CHAPITRE I - REPONSE DE LA COUCHE LIMITE PULSEE A UNE PERTURBATION DE VITESSE	
I.0.- <u>INTRODUCTION</u>	11
I.1.- <u>POSITION DU PROBLEME</u>	17
I.1.1. <u>Adaptation de l'équation pour sa résolution numérique</u>	19
I.1.2. <u>Conditions aux limites et initiales</u>	20
I.1.2.1. Conditions aux limites	
I.1.2.2. Conditions initiales	
I.1.3. <u>Paramètres</u>	21
I.1.3.1. Paramètres liés à la vitesse support	
I.1.3.2. Paramètres liés à l'équation	
I.1.3.3. Paramètres liés aux conditions initiales	
I.1.4. <u>Mode de représentation des résultats</u>	24
I.2.- <u>METHODE NUMERIQUE DE RESOLUTION D'UN SYSTEME D'EQUATIONS AUX DERIVEES PARTIELLES</u>	25
I.2.1. <u>Recherche de formules d'approximation d'ordre supérieur à l'unité</u>	26
I.2.2. <u>Formules d'approximation au deuxième ordre.</u>	27
I.3.- <u>APPLICATION A LA RESOLUTION DE L'EQUATION D'ORR-SOMMERFELD SANS SECOND MEMBRE - RESULTATS</u>	29
I.3.1. <u>Recherche des pas de convergence</u>	30
I.3.2. <u>Résultats</u>	31
I.3.2.1. Influence du nombre d'onde réduit k	
I.3.2.2. Evolution de la perturbation dans le temps	
I.4.- <u>CONCLUSIONS</u>	35

CHAPITRE II - MONTAGE ET CONDITIONS EXPERIMENTALES

II.0.-	<u>INTRODUCTION</u>	37
II.1.-	<u>DESCRIPTION GENERALE DU MONTAGE</u>	37
II.1.1.	<u>Soufflerie</u>	37
II.1.2.	<u>Plaque plane</u>	39
II.1.3.	<u>Implantation dans la veine d'expériences</u> .	40
II.2.-	<u>DISPOSITIFS GENERAUX DE MESURE</u>	41
II.2.1.	<u>Mesure des distances</u>	42
II.2.2.	<u>Mesure des pressions</u>	44
II.2.3.	<u>Mesure des vitesses</u>	45
II.2.3.1.	Vitesse de l'écoulement potentiel en régime permanent	
II.2.3.2.	Vitesse locale	
II.2.3.3.	Valeurs Efficaces	
II.3.-	<u>INFLUENCE DES DISPOSITIFS DE MESURE ET DE CONTROLE SUR LES CONDITIONS EXPERIMENTALES ET LES MESURES</u>	49
II.3.1.	<u>Vibrations mécaniques</u>	51
II.3.2.	<u>Gradient de pression</u>	53
II.4.-	<u>CONDITIONS EXPERIMENTALES DEFINITIVES</u>	54
II.4.1.	<u>Caractéristiques de fonctionnement dans la veine d'expériences</u>	55
II.4.1.1.	Profils des vitesses moyennes dans la veine	
II.4.1.2.	Intensité de turbulence	
II.4.1.3.	Amplitude des pulsations en écoulement pulsé	
II.4.2.	<u>Choix de l'ordre de grandeur des variables de l'étude</u>	57
II.4.3.	<u>Mesures vérificatives</u>	59
II.5. -	<u>CONCLUSIONS</u>	60

CHAPITRE III - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA ZONE PRETRANSITOIRE

III.0.-	<u>INTRODUCTION</u>	61
III.1.-	<u>CHAINE DE MESURE</u>	62

III.1.1.	<u>Rappels</u>	62
III.1.2.	<u>Description de la chaîne</u>	63
III.1.3.	<u>Partie analogique</u>	64
III.1.4.	<u>Partie programmée</u>	66
III.1.4.1.	Acquisition rapide et stockage des données	
III.1.4.2.	Traitement	
III.1.5.	<u>Tests et performances de la chaîne de mesure</u>	68
III.1.5.1.	Tests	
III.1.5.2.	Performances	
III.1.6.	<u>Précision des résultats</u>	71
III.2.	<u>- RESULTATS</u>	73
III.2.1.	<u>Conséquences du schéma de naissance des instabilités</u>	74
III.2.2.	<u>Densité de puissance spectrale en écoulement pulsé</u>	76
III.2.2.1.	Taux élevé	
III.2.2.2.	Taux faible	
III.2.3.	<u>Densité de puissance spectrale en écoulement permanent</u>	84
III.2.3.1.	Interprétation des spectres en écoulement permanent	
III.2.3.2.	Forme des spectres en écou- lement permanent	
III.2.3.3.	Evolution des spectres avec l'ordonnée	
III.2.3.4.	Comparaison à des expériences antérieures	
III.3.	<u>- CONCLUSIONS</u>	89
CHAPITRE IV	<u>- ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DERNIERE PHASE TRANSITOIRE</u>	
IV.0.	<u>- INTRODUCTION</u>	92
IV.1.	<u>- METHODES DE MESURE DE LA PROBABILITE (OU DE LA PROBABILITE MOYENNE) D'ETAT TURBULENT ...</u>	94

IV.1.1. <u>Dépouillement photographique</u>	94
IV.1.2. <u>Détecteur de turbulence</u>	94
IV.1.2.1. Principe	
IV.1.2.2. Etude du fonctionnement	
IV.1.3. <u>Précision des mesures de γ</u>	97
IV.1.3.1. Influence du temps d'observation limité	
IV.1.3.2. Influence de la méthode	
IV.2. - <u>ETUDE DE LA PROBABILITE MOYENNE D'ETAT TURBULENT</u>	101
IV.2.1. <u>Variation de γ avec la distance à la paroi.</u>	101
IV.2.2. <u>Variation de γ_M avec l'abscisse</u>	102
IV.2.3. <u>Interprétation des mesures de la probabilité moyenne d'état turbulent</u>	103
IV.3. - <u>ETUDE DE LA VALEUR EFFICACE REDUITE τ</u>	104
IV.3.1. <u>Ecoulement pulsé</u>	105
IV.3.2. <u>Ecoulement permanent</u>	106
IV.3.3. <u>Interprétations à l'aide d'un modèle</u>	107
IV.3.3.1. Construction d'un schéma phénoménologique	
IV.3.3.2. Exploitation du schéma	
IV.4. - <u>CONCLUSIONS</u>	113
C O N C L U S I O N	114
ANNEXE I. TRANSFORMATION DE L'EQUATION (I_{ter}) EN UN SYSTEME D'EQUATIONS AUX DERIVEES PARTIELLES.	

PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES

A^i	$i^{\text{ème}}$ composante d'une fonction vectorielle.
a	$a = \sqrt{\frac{n}{vT}}$
a_0	Fonction des variables d'espace traduisant le décalage entre la vitesse moyenne des taches et l'écoulement laminaire.
$\mathcal{B}$	Solution de Blasius.
B	Largeur équivalente de bande d'un signal ou d'un spectre.
B_a, B_p	Transformée de FOURIER des fonctions b_a, b_p .
b	Fonction intermittence dans la transition.
b_a	Fonction intermittence (à caractère inconnu) de naissance des instabilités.
b_p	Fonction intermittence (périodique) de naissance des instabilités.
E_k	$E_k = E_k(\tilde{y}, \tilde{t}) = E_{ku} + E_{kv}$
E_{k0}	$E_{k0} = E_k(\tilde{y}, 0)$
E_{ku}	$E_{ku} = u_k ^2$
E_{kv}	$E_{kv} = v_k ^2$
$F(f)$	Spectre normé.
f	Fréquence.
f_0	Fréquence artificielle des écoulements pulsés.
f_1	Fréquence centrale des instabilités.
f_c	Fréquence centrale de passage des taches.
f_e	Fréquence d'échantillonnage des signaux anémométriques.
f_m	Fréquence moyenne de passage des taches.
h, h'	Pas d'accroissement des variables y, t .
I	Fonction impulsion de DIRAC.
i	Indice.
$\tilde{i}$	$\tilde{i} = \sqrt{-1}$
j	Indice.
K^j	$j^{\text{ème}}$ composante d'une fonction vectorielle.

l	$l = U_{\infty} T / \delta$
m	$m = a \delta$
N	Nombre de points utilisés pour le calcul de la transformée élémentaire de FOURIER.
n	Paramètre de forme des conditions initiales.
n_1	$N = 2^{n_1}$
P	Terme principal de pression.
p	Perturbation de pression.
$\bar{p}_s$	Pression statique moyenne.
q_s	Nombre d'accumulations de spectres élémentaires.
$Re, Re_{\delta}, Re_{x_0}$	Nombre de Reynolds avec précision (éventuelle) de la longueur de référence.
$(Re)_{NS}$	$(Re)_{NS} = \frac{U_{\infty} \Delta U}{2\pi f_0 \nu}$ (paramètre proposé par OBREMSKI).
Re_T	Nombre de Reynolds de transition.
$S(f)$	Densité de puissance spectrale (notation des mathématiciens).
$2\mathcal{E}$	Temps d'intégration.
T	$T = \frac{1}{f_0}$ période de l'écoulement pulsé.
T_e	$T_e = \frac{1}{f_e}$
t	Variable designant le temps.
t_0	Instant initial.
$\tilde{t}$	$\tilde{t} = (t - t_0) / T$
$\tilde{t}_0$	$\tilde{t}_0 = \frac{t_0}{T}$
U	Terme principal de vitesse longitudinale.
U_{∞}	Vitesse moyenne à l'infini.
$\tilde{U}$	$\tilde{U} = U / U_{\infty}$
$\bar{U}$	Valeur moyenne de la composante longitudinale de vitesse.
u	Perturbation de vitesse (composante longitudinale).
u_k	Transformée de FOURIER (vis-à-vis de $\tilde{x}$) de la composante longitudinale de la perturbation de vitesse.
u'	Composante longitudinale fluctuante et centrée de la vitesse.

u'_0	Terme aléatoire de la composante précédente.
u'_1	Terme à caractère laminaire de la composante longitudinale.
u'_p	Terme pulsé de la composante longitudinale.
u'_t	Terme centré à caractère turbulent de la composante longitudinale.
u'_i	Terme contrôlé (artificiellement ou naturellement) de la composante longitudinale.
$\overline{u'^2}$	Valeur quadratique moyenne des fluctuations de la composante longitudinale.
V	Terme principal de vitesse normale.
v	Perturbation de vitesse (composante normale).
$\tilde{v}$	$\tilde{v} = v/U_\infty$
v_k	Transformée de FOURIER (vis-à-vis de $\tilde{x}$) de la composante normale de la perturbation de vitesse.
$W(f)$	Densité de puissance spectrale (notation des physiciens).
x	Variable représentant l'abscisse le long de la plaque.
x_0	Abscisse d'injection de la perturbation.
$\tilde{x}$	$\tilde{x} = (x-x_0)/\delta$
y	Variable représentant l'ordonnée au-dessus de la plaque.
$\tilde{y}$	$\tilde{y} = y/\delta$
y^*	$y^* = y/\delta_1$
$\tilde{y}_c$	Ordonnée réduite où la vitesse $\tilde{v}$ est maximale à l'instant initial.
y^*_m	Ordonnée réduite où τ passe par un minimum local.
z	Coordonnée transversale.

α	Nombre d'onde.
β	Terme fréquence - amplification dans la théorie classique de la stabilité.
γ	Valeur moyenne temporelle de la fonction b .
γ_M	Valeur maximale prise par γ à une abscisse donnée.
$\Delta(g)$	Dans les calculs d'erreur, incertitude sur la valeur de g .

$\frac{\partial^2}{\partial x^2}$	Opérateur Laplacien appliqué une fois, deux fois.
$\frac{\partial^2}{\partial x^2}$	" " " " " les dérivations étant faites par rapport aux variables réduites.
δ	Epaisseur moyenne de couche limite.
δ_1	" " de déplacement dans une couche limite
Δf	Largeur de bande d'analyse des appareils analogiques.
ΔU	$\Delta U = e U_\infty$
e	Paramètre d'amplitude des pulsations artificielles de l'écoulement potentiel.
e_s, e_v	Erreur relative de mesure.
e'	Facteur de cadrage des conditions initiales.
λ	Paramètre contrôlant l'étalement des perturbations dans le temps.
λ_0	Paramètre contrôlant l'étalement de la perturbation initiale dans l'espace (autour de x_0).
ν	Viscosité cinématique.
ρ	Masse volumique.
τ	$\tau = \sqrt{u'^2}/U_\infty$ valeur efficace réduite des fluctuations de la vitesse longitudinale.
τ_∞	Valeur efficace réduite dans l'écoulement potentiel.
τ_f	Contribution apportée à τ à la fréquence f dans la bande de fréquences Δf .
τ_1	$\tau_1 = \sqrt{u'^2}/U$
$\tilde{\psi}$	Transformée de FOURIER (vis-à-vis de $\tilde{x}$) de la fonction de courant ψ .
ψ	Fonction de courant.

I N T R O D U C T I O N

L'expérience a montré que pour rendre compte de certaines propriétés des écoulements dits permanents, il n'était pas possible de négliger l'intervention formelle du temps dans le mécanisme régissant leur mouvement. Cette constatation a motivé l'étude des écoulements non permanents.

Une amorce simple dans la voie de la non-stationnarité est constituée par l'étude des écoulements périodiques dont un cas particulier est concrétisé par l'écoulement pulsé. Ce dernier présente de nombreux avantages parmi lesquels on peut citer, la possibilité d'une schématisation théorique proche de la réalité physique et la relative facilité d'obtention expérimentale. Parmi les études, déjà nombreuses, de ce type de régime certaines concernent le transfert de chaleur (64), (65) et de masse au voisinage des parois de géométries particulières ; elles ont révélé que, dans la plupart des cas, les régions où le fluide se réorganisait pour passer d'un régime stable à un autre également stable étaient principalement affectées. L'intérêt de l'étude dynamique de telles régions, parfois assez mal connues de ce point de vue, est dès lors évident. Le choix de la forme à donner à la paroi est arbitraire ; néanmoins, parmi toutes les géométries, la plaque plane présente l'avantage de posséder une zone de réorganisation dynamique étendue. C'est une des raisons du choix de cette géométrie pour l'étude, présentée ici, de la naissance et du développement des taches turbulentes qui cristallisent l'essentiel du phénomène de transition entre les régimes laminaire et turbulent sur la plaque plane.

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

L'étude d'écoulements près de parois a révélé que, très souvent, les grandeurs moyennes - qui furent longtemps les seules accessibles aux mesures - caractéristiques du mouvement ne satisfaisaient pas aux équations classiques de NAVIER-STOCKES. REYNOLDS(1) fut parmi les premiers à mettre expérimentalement en évidence le mouvement "sinueux" dans un tube et à établir, à cette occasion, un critère de passage du régime laminaire, caractérisé par une faible diffusion, au régime turbulent dans lequel les lignes de courant sont soumises à une perpétuelle agitation apparemment désordonnée. Ce changement de régime est essentiellement lié à un nombre sans dimension découvert par REYNOLDS et portant désormais son nom ; il affecte toutes les couches limites se développant sur les parois d'obstacles placés dans un écoulement de fluide et a reçu le nom de transition.

Aujourd'hui, les résultats d'études tant théoriques qu'expérimentales se sont accumulés (cf. SCHLICHTING (2)). STUART(3), puis GÖRTLER et VELTE (4) ont rassemblé principalement les connaissances théoriques acquises sur le sujet tandis que MORKOVIN (5) puis TANI (6) présentaient une mise à jour des études expérimentales.

Suivant ce dernier auteur il est possible de décrire la transition en régime permanent, sur une plaque plane, en considérant quatre phases successives du processus (on retrouve le même nombre de phases cité par KNAPP et ROACHE (7) dans le cas d'un cylindre d'axe parallèle à l'écoulement).

- Transition en régime permanent.

La première phase consiste en l'amplification de faibles perturbations qui se comportent rapidement comme les ondes introduites dans la théorie linéaire de la stabilité, développée principalement par SCHLICHTING (8) et TOLLMIEN (9), dont nous reparlerons ultérieurement. Sur la plaque plane elles furent identifiées par SCHUBAUER et SKRAMSTAD (10) et leur comportement, en tant qu'ondes de Tollmien-Schlichting semble lié à l'existence d'un très faible taux de turbulence dans l'écoulement potentiel (de l'ordre de 5.10^{-4}). Aussi raffinées que soient les conditions expérimentales, l'aspect de ces ondes originellement bidimensionnelles prend, à la fin de cette phase, un caractère tridimensionnel qui n'est plus en accord avec la théorie linéaire de la stabilité.

La deuxième phase met en jeu l'amplification non linéaire de ces ondes; elle est marquée par l'apparition d'une tridimensionnalité prononcée. Expérimentalement KLEBANOFF, TIDSTROM et SARGENT (11) ont constaté, non seulement une amplification plus forte en certaines positions transversales fixes par rapport à la paroi (phénomène de "pics" et de "vallées") mais également une variation identique de la vitesse moyenne longitudinale locale, l'ensemble allant en se précisant dans le sens du mouvement ; il est bon de noter que lors de ces expériences, comme dans celles réalisées par KOMODA (12) une tridimensionnalité artificielle était initialement créée de sorte que la généralisation de ces résultats (en accord d'ailleurs avec l'analyse théorique de BENNEY et LIN (13)) au cas de transitions "naturelles" n'est justifiée que s'il est établi que toute couche limite possède une tridimensionnalité préexistente.

Il est possible de montrer théoriquement que de très faibles variations du vecteur vitesse dans l'écoulement potentiel induisent une variation transversale des épaisseurs de la couche limite, comme l'ont montré CROW (14) puis FANNELOP (15) ; la tridimensionnalité est, dans ce cas, liée aux conditions expérimentales et la question reste semble-t-il posée de savoir s'il est possible de créer une couche limite vraiment bidimensionnelle (TANI), les modèles d'études étant toujours à trois dimensions (présence des parois latérales des veines d'expérience) et formant un canal (cf. EICHELBRENNER et PRESTON (16)).

De part et d'autre des maxima d'amplification, se forment, lors de cette phase, deux tourbillons de sens opposés qui se rapprochent du sommet des pics au fur et à mesure que les amplitudes croissent vers l'aval. Apparaît, en outre, un autre système tourbillonnaire, localisé près des minima (vallées) cette fois, comme l'observent SAITO et ONDA (17).

La troisième phase est marquée par la formation périodique d'une "couche de cisaillement" (shear layer) due à la forte amplification de l'onde tridimensionnelle, cette couche est localisée, transversalement, près des pics et, normalement, au $4/10$ environ de l'épaisseur de la couche limite. Simultanément se produit une augmentation du mouvement tourbillonnaire dans cette même zone. KOVASNAY, KOMODA et VASUDEVA (18) ont observé l'apparition d'un brusque déficit de vitesse, ayant l'apparence d'une pointe (spike) sur les anémogrammes de vitesse, qui se produit à chaque cycle de l'onde support et traduit la formation de la couche de cisaillement. Au fur et à mesure qu'on se déplace vers l'aval le nombre des pointes augmente et les résultats de KLEBANOFF,

TIDSTROM et SARGENT indiquent que les fréquences associées sont de six à quinze fois supérieures à celles de l'onde de base.

De la couche de cisaillement vont naître des tourbillons (HAMA et NUTANT (19)) qui vont amorcer la dernière phase de la transition.

Cette dernière phase met en jeu le développement de la turbulence. Les tourbillons émis par la couche précédemment citée, entraînés par le fluide, vont donner naissance à de nouveaux tourbillons plus petits ; la croissance de l'ensemble tourbillonnaire d'une part, et sa vitesse moyenne de déplacement différente de celle de l'onde de base d'autre part, vont peu à peu masquer le processus périodique précédent. Il faut encore distinguer ici le cas où les conditions expérimentales sont "bien contrôlées" (selon TANI) - pour lequel la périodicité à la fois temporelle et spatiale de naissance des taches turbulentes existe - du cas où les conditions sont incontrôlées pour lequel les taches (spots) naissent à toute position transversale de façon plus ou moins aléatoire. Le concept de "spots" trouvant leur origine dans une zone de la couche limite encore laminaire fut initialement introduit par EMMONS (20) dans sa théorie statistique de la transition ; depuis, l'apparente individualité de ces zones turbulentes entourées de domaines laminaires fut étudiée par SCHUBAUER et KLEBANOFF (21) et par ELDER (22) nous y reviendrons dans le chapitre IV. L'intermittence du processus de naissance qui se traduit par une probabilité d'existence du régime turbulent (EMMONS), croissante dans la direction de l'écoulement est très générale. Ce phénomène induit un certain nombre de caractères communs à divers types d'écoulements, récemment regroupés par GAVIGLIO et BURNAGE (23) ; ses conséquences,

en ce qui concerne la plaque plane, ainsi qu'une application à cette dernière de la théorie d'EMMONS (20) ont été faites par DHAWAN et NARASIMHA (24). Il ressort de ces études que les propriétés de ce dernier stade de la transition naturelle, non contrôlée, peuvent être envisagées comme traduisant un processus aléatoire, la périodicité spatiale n'apparaissant en outre de façon stationnaire que dans des cas particuliers.

Lorsque l'écoulement potentiel dépend du temps et a fortiori lorsqu'il contient des oscillations périodiques on peut prévoir (MORIKOVIN (5)) une interaction entre les ondes de Tollmien-Schlichting (et leurs développements ultérieurs) et les pulsations du fluide pourvu que la distance parcourue par une particule pendant la période ne soit ni trop petite ni trop grande. D'une manière générale on peut s'attendre, et cela a été confirmé par WELLS (25) puis SPANGLER et WELLS (26), à ce que l'interaction soit liée au spectre de l'écoulement potentiel. Avant de présenter un aperçu des principales propriétés dynamiques des écoulements pulsés au voisinage d'une paroi plane, donnons une définition de ce régime particulier.

- Écoulement pulsé.

Un écoulement potentiel pulsé est tel que sa vitesse puisse être considérée comme la superposition d'une composante oscillatoire sinusoïdale à une valeur moyenne non nulle. La partie périodique est de plus soumise aux restrictions suivantes :

- Son amplitude, indépendante de la coordonnée transversale, est toujours inférieure à la vitesse moyenne (de telle sorte que l'ensemble ne s'annule jamais au cours du temps).

- Sa fréquence est comprise entre zéro et quelques dizaines de Hertz.

- Sa phase est indépendante des variables d'espace.

La réalisation expérimentale d'un tel écoulement amène parfois à s'écarter un peu de cette définition. Notamment, la nature sinusoïdale de la pulsation est souvent entachée par la présence d'harmoniques et d'autre part la phase évolue parfois (mais toujours dans de faibles proportions) dans la direction de l'écoulement.

Les premiers travaux relatifs à ce type non-stationnaire de régime ont porté sur l'étude de la zone laminaire tant du point de vue théorique qu'expérimental.

LIGHTHILL (27) aborda parmi les premiers le problème théorique de la réponse dynamique d'une couche limite. Pour la plaque plane sans gradient de pression il fut amené à distinguer trois domaines de pulsations auxquels il fait correspondre trois sortes de solutions, l'une d'elles, associée aux fréquences élevées - qui fut également étudiée par LIN (28) - sera reprise dans le chapitre I. NICKERSON (29) analyse plus particulièrement le comportement au voisinage du bord d'attaque, pour de faibles fréquences, et, vérifie expérimentalement ses résultats théoriques ; il introduit, pour la première fois, une variable sans dimension construite à partir de la pulsation, la distance au bord d'attaque et la vitesse, qui n'est autre qu'une formulation du critère d'interaction dont parle MORKOVIN (5). HILL (30) propose pour sa part une solution valable dans une large bande de fréquences mais est amené à exclure une zone importante au voisinage du bord d'attaque, il aborde comme LIGHTHILL (27) le problème avec gradient de pression et vérifie

expérimentalement une partie de ses conclusions. Plus récemment BARRIOL et LUCIUS (31) se sont efforcés de donner une solution formelle plus générale et aboutissent à une expression des composantes de vitesse - faisant intervenir la fonction de Blasius - valable dans une gamme étendue du nombre sans dimension introduit par NICKERSON (29) (comme ils en jugent par comparaison avec les résultats expérimentaux de HILL (30)).

Tous ces travaux montrent que les profils moyens de vitesse ne sont pas affectés par les pulsations (du moins en ce qui concerne le premier ordre). L'amplitude de la modulation longitudinale dans la couche limite peut dépasser de 15 % celle de l'écoulement potentiel ; sa phase, essentiellement variable en fonction de la distance à la paroi est en avance de 45° sur la paroi et passe par un minimum négatif d'environ -7° avant de tendre asymptotiquement vers zéro. Les conséquences de cette conclusion, sur la stabilité de la couche limite, seront tirées dans le chapitre I .

- Transition en régime pulsé.

Les études de la transition en régime pulsé sont peu nombreuses.

OBREMSKI et FEJER (32) ont principalement envisagé un comportement spatio-temporel des spots en s'en tenant à la seule variable d'espace qu'est l'abscisse le long de la plaque, leur étude fait suite à celle de MILLER et FEJER (33)(34) qui avait sensiblement le même thème. La gamme des fréquences étudiées est 4,5 à 125 Hz tandis que le paramètre d'amplitude (rapport de l'amplitude de la pulsation à la vitesse moyenne dans l'écoulement potentiel) varie de 0,014 à 0,28 dans (32)

et de 0,075 à 0,667 dans (33)(34) ; le montage d'OBREMSKI et FEJER permet en outre de créer des gradients longitudinaux de pression non nuls. Les observations n'étant pas, dans ce dernier cas, fondamentalement différentes de ce qu'elles sont lorsque le gradient est nul nous nous en tiendrons au cas de la transition sans gradient de pression.

La première constatation de ces auteurs est que l'interaction prédite par MORKOVIN (5) existe lorsque l'amplitude est telle que le paramètre

$$(R_e)_{NS} = \frac{U_\infty \Delta U}{2\pi f_0 \nu} > 27.000 \quad (\text{OBREMSKI})$$

U_∞ est la vitesse moyenne de l'écoulement potentiel, ΔU l'amplitude des pulsations, f_0 leur fréquence et ν la viscosité cinématique. Elle se traduit, dans un premier stade, par l'apparition périodique d'ondes de fréquence pratiquement discrète aux instants où la vitesse locale passe par un minimum (OBREMSKI). Ces ondes sont dans la gamme de celles qui sont susceptibles de se développer suivant la théorie linéaire de la stabilité.

Dans un stade ultérieur, les spots apparaissent, entourés au début d'ondes du type précédent ; ils possèdent une tendance à se décaler vers le sommet de la fluctuation au fur et à mesure que leur durée augmente, tendance d'autant plus forte que le nombre $(R_e)_{NS}$ est plus petit. Le développement des taches s'accorde bien avec le schéma monodimensionnel de naissance et de croissance construit par GREENSPAN et BENNEY (35) qui conduit à une variation linéaire de la probabilité moyenne d'état turbulent observée par MILLER et FEJER. D'un point de vue global

et sous réserve que la condition précédemment citée soit satisfaite, une augmentation de l'amplitude diminue le nombre de Reynolds de transition, une augmentation de la fréquence raccourcit la zone transitoire (les fonctions sont, dans les deux cas liées aux variables par une loi-puissance).

On ne reconnaît pas, au vu de ces résultats, les différentes phases permettant de décrire la transition en régime permanent ; le phénomène observé pourrait traduire le passage direct de la région d'amplification linéaire à la région de croissance des taches. Deux phases semblent capables de schématiser la transition dans ce cas.

OBREMSKI et MORKOVIN (36) ont récemment donné une explication à la première phase en s'appuyant sur une étude quasi-statique de la stabilité du régime pulsé ; ils montrent que les instabilités observées sont effectivement des ondes de Tollmien-Schlichting et interprètent en outre leur déplacement vers le sommet de l'oscillation support quand le nombre de Reynolds croît.

- But du travail.

Nous nous proposons, dans l'étude qui suit, d'apporter quelques compléments aux résultats qui viennent d'être exposés.

Dans le chapitre I, sans faire l'hypothèse de quasi-stationnarité, nous chercherons, par voie théorique, la réponse de la couche limite pulsée à une perturbation localisée, différente d'une onde de Tollmien-Schlichting ; nous insisterons sur les conséquences à propos du mécanisme de naissance des taches turbulentes.

Après avoir, dans le chapitre II, décrit le montage ainsi que les conditions statiques et dynamiques dans lesquelles seront conduites les expériences, nous étudierons, dans le chapitre III, le mécanisme de naissance des taches d'un point de vue

spatio-temporel, en précisant, par l'intermédiaire de la seule composante longitudinale de vitesse, le rôle de la distance à la paroi. Enfin, le chapitre IV sera consacré à l'étude du dernier stade d'évolution, toujours du même point de vue.

Dans chaque cas nous essaierons, dans la mesure du possible, en comparant le mode pulsé au mode permanent, de dégager les caractères communs aux deux types d'écoulement ou d'en mettre en évidence les différences.

CHAPITRE I

REPONSE DE LA COUCHE LIMITE PULSEE A UNE PERTURBATION DE VITESSE.

I.U. INTRODUCTION.

L'étude théorique de la stabilité d'un écoulement fait partie des efforts entrepris pour expliquer sinon totalement du moins partiellement le phénomène de transition. LORD RAYLEIGH (37) fut parmi les premiers à formuler mathématiquement le problème en considérant la superposition de petites perturbations à un écoulement support. Un théorème dû à SQUIRE (38) montre, qu'en ce qui concerne les écoulements parallèles, les premières perturbations amplifiées seront bidimensionnelles, c'est pourquoi on superpose habituellement des perturbations de cette nature à un écoulement souvent considéré comme unidirectionnel.

Soit un fluide isovolume de viscosité ν et de masse volumique ρ en écoulement bidimensionnel. Décomposons celui-ci en un écoulement support de composantes (U, V) et une perturbation (u, v) infiniment petite d'ordre 1 vis-à-vis de ce dernier. Le terme de pression est de même séparé en deux parties P et p . En reportant cette écriture dans l'équation de NAVIER STOKES et en supposant que l'écoulement support, considéré seul, est solution de ces équations, on obtient, pour les termes du premier ordre :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + U \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + V \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \Delta u$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + U \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + V \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \Delta v$$

Les termes du deuxième ordre sont négligés et la solution U, V calculable à l'aide des termes d'ordre zéro est donc connue.

Considérant que la perturbation satisfait à l'équation de conservation de la masse on lui associe sa fonction de courant ψ telle que

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

ce qui permet d'effectuer l'élimination classique des termes de pression, par dérivation, et d'obtenir l'équation en ψ de comportement d'une perturbation bidimensionnelle dans un écoulement à deux dimensions. Cette équation est, la plupart du temps, simplifiée en supposant que l'écoulement support est indépendant de l'abscisse x et que la vitesse V est un infiniment petit d'ordre un comparée à U . On obtient alors une forme non réduite de l'équation d'ORR-SOMMERFELD :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Delta \psi) + \frac{\partial}{\partial x} (U \Delta \psi - U''_y \psi^2) = \nu \Delta^2 \psi \quad (I)$$

Lorsque l'écoulement support est stationnaire, l'équation est linéaire vis-à-vis de x (par hypothèse) et de t ; la résolution en est entreprise en cherchant des solutions de la forme

$$\psi(x, y, t) = \tilde{\phi}(y) e^{\tilde{i}(\alpha x - \beta t)}$$

où α (nombre d'onde) est réel et β est complexe, sa partie réelle constituant la pulsation, sa partie imaginaire le coefficient d'amplification de ces ondes progressives, couramment appelées ondes de Tollmien-Schlichting.

Après report de la fonction de courant ainsi écrite dans l'équation (I) il reste à résoudre une équation différentielle. L'introduction de grandeurs réduites permet de définir des paramètres sans dimension, dont un nombre de Reynolds (R_e) qui vient remplacer ν . La connaissance de ce dernier et du nombre d'onde α rend possible le calcul du nombre β et de la fonction $\tilde{\phi}(y)$ compte tenu des conditions aux limites imposées. Le signe de la partie imaginaire de β détermine s'il y a ou non amplification. La résolution complète conduit à la détermination de courbes d'égale amplification dans le plan α, R_e (diagramme de stabilité) qui est divisé en deux régions (l'une stable, l'autre instable) par la courbe de stabilité neutre. On observe ainsi, la plupart du temps, l'existence d'un nombre de Reynolds critique en deçà duquel aucune perturbation ne peut être amplifiée.

L'étroite dépendance de la stabilité vis-à-vis de la forme des profils de vitesse et l'importance de points d'inflexions éventuels sur ces derniers fut une des premières conclusions qui devaient être tirées de cette théorie ; rapidement on s'intéressa aux modèles à gradient longitudinal variable, la plaque plane à

incidence nulle ne constituant, de ce point de vue qu'un cas particulier étudié par les auteurs des références (8) et (9).

La seule modification apportée aux profils du fait du gradient non nul suffit pour traiter le cas de gradients variables (PRETSCH (40)), les diagrammes de stabilités associés à diverses familles de profils (41) permirent donc de déterminer le nombre de Reynolds critique pour des géométries particulières telles celles de sections d'ailes. Le développement des calculateurs électroniques et conjointement des méthodes d'analyse numérique a permis de confirmer et de raffiner un certain nombre de résultats (42), les études étant maintenant entreprises aussi bien du point de vue de l'amplification temporelle (43) - conformément à la présentation faite ci-dessus - que du point de vue de l'amplification spatiale (les rôles de α et β sont alors inversés) (44) ; grâce à ces moyens efficaces, le cas des profils variables avec l'abscisse peut être traité plus finement par l'approche quasi-statique que constitue une résolution pas à pas (45), (46).

Néanmoins, certains phénomènes annexes, tel le transfert de chaleur, nécessitent l'introduction de termes supplémentaires dans l'équation initiale ; WAZZAN (47) a récemment étudié ce cas sur une plaque plane, avec ou sans gradient longitudinal de pression. De même lorsqu'on cherche à réduire le nombre des hypothèses de départ, ce que font BARRY et ROSS (48) en tenant compte de l'épaississement progressif des couches limites, on est amené à résoudre une équation différente de l'équation (I) et les résultats théoriques obtenus coïncident mieux sur certains points, avec les mesures expérimentales (49) que ceux obtenus avec l'ensemble des hypothèses décrites.

L'attention d'autres auteurs fut attirée par les hypothèses. Certains, en particulier, s'interrogèrent sur l'existence préalable de fluctuations dans les couches limites qui constitue le point de départ de la méthode . Certes, compte tenu de l'état actuel de la technique utilisée pour générer des écoulements, les sources de perturbations ne manquent pas et on a pu observer des ondes de Tollmien-Schlichting dans des transitions naturelles non contrôlées. C'est pourquoi HIRSCH (50) s'intéresse à la réponse d'une couche limite de plaque plane à des perturbations harmoniques extérieures ; il montre, à cette occasion, par raccordement des conditions à la frontière qu'il y a naissance de perturbations intérieures résonnantes. CRIMINALE (51), pour sa part, établit qu'un simple ajustement des conditions aux limites n'est pas suffisant pour rendre compte des sources extérieures, car ces dernières peuvent influencer directement l'ensemble de l'espace. Pour traduire cette influence il introduit dans l'équation d'ORR-SOMMERFELD une fonction connue de l'espace et du temps traduisant la présence d'oscillations forcées, il en déduit des possibilités de résonance sélective dont nous reparlerons.

Quel que soit le degré de perfection atteint grâce à la prise en compte d'un nombre de paramètres de plus en plus grand, la théorie linéaire appliquée au cas stationnaire ne permet pas de déterminer directement le point de transition correspondant au début de l'apparition des premières taches. L'introduction de la non-linéarité (13) a permis d'expliquer des mécanismes tridimensionnels constatés expérimentalement (11,12,17,etc...) et a montré, en outre, qu'il était nécessaire de tenir compte, dans les dernières phases du processus transitoire de l'interaction des ondes entre elles.

Cette nécessité s'accomode d'une formulation simple. Il suffit de considérer que l'écoulement support est formé par la superposition de la forme stationnaire envisagée jusqu'à présent et d'une perturbation d'amplitude non négligeable. Dans la mesure où la solution non-stationnaire ainsi définie peut être calculée il est possible d'envisager à nouveau la théorie linéaire. Les développements issus de cette façon de voir se sont actuellement divisés en deux voies.

Dans la première on considère l'évolution quasi-stationnaire de la vitesse (d'une manière identique à ce qui est fait pour les profils variables avec l'abscisse). On est ramené à l'étude d'un problème de valeurs propres pour chaque profil ; les courbes de stabilité ont alors le temps comme paramètre supplémentaire.

En ce qui concerne la plaque plane nous avons déjà vu qu'OBREMSKI et MORKOVIN (36) avaient appliqué cette méthode au cas des écoulements pulsés; des résultats détaillés, exposés dans l'étude d'OBREMSKI, MORKOVIN et LANDHAL (52), peuvent être exploités, selon ces auteurs, dans le cas d'écoulements non artificiellement pulsés pourvu que la distribution de $U''_2(y,t)$ soit, dans la plage $0,1 < y/\delta < 0,9$, voisine d'un des cas présentés dans le document.

La deuxième voie consiste à étudier le problème non stationnaire vrai. Dans ce cas, sans approximation supplémentaire, les réductions à une équation différentielle ordinaire et encore moins à un problème de valeurs propres n'ont pu être réalisées.

GREENSPAN et BENNEY (35) partant de profils expérimentaux fournis par KOVASNAY et ses collaborateurs (18) et les simulant par des segments de droite à pente variable avec le temps étudient, en l'absence des termes de viscosité, l'évolution de perturbations initiales particulières, puisque choisies de telle manière qu'à l'instant $t = 0$ soit vérifiée une solution de type onde de Tollmien-Schlichting compatible avec le profil de vitesse à cet instant (la condition initiale dépend donc de l'instant considéré). Ces auteurs montrent ainsi que la non stationnarité provoque une grande instabilité ; les perturbations sont amplifiées et parmi elles, la plus instable possède une fréquence d'environ huit fois celle de l'onde de base. De telles études ont été reprises pour d'autres types de profils, associés à d'autres configurations expérimentales (53,54,55,56,57).

C'est cette seconde voie qui a été choisie ici pour chercher l'évolution temporelle d'une perturbation initiale (indépendante de l'instant considéré) en écoulement pulsé.

I.1. POSITION DU PROBLEME.

Le calcul de l'écoulement laminaire, périodique, support $U(y,t)$ a été fait par plusieurs auteurs ; nous avons choisi, ici, à cause de sa formulation analytique simple, la solution donnée par Lighthill (27) et Lin (28) valable, en toute rigueur, pour les fréquences élevées. En fait, la comparaison avec l'expérience (Hill (30) par exemple) montre qu'elle peut être considérée comme proche de la réalité dans les zones internes de la couche limite - que nous étudierons plus particulièrement - dès que :

$$\frac{(U)X}{U_{\infty}} \geq 4$$

Cette solution au point d'abscisse x_0 s'écrit

$$U(x_0, y, t) = U_\infty \left[\mathcal{B}(x_0, y) + \epsilon (e^{-ay} \sin(ay - \omega t) + \sin \omega t) \right]$$

$\mathcal{B}(x_0, y)$ étant la solution de Blasius, les paramètres ϵ et a sont précisés par ailleurs.

Pour la résolution ultérieure, il est commode d'introduire des variables réduites ; posons :

$$\tilde{x} = \frac{x - x_0}{\delta} \quad \tilde{y} = \frac{y}{\delta} \quad \tilde{t} = \frac{t - t_0}{T}$$

δ , épaisseur de la couche limite au point d'abscisse x_0 est considérée comme constante.

Apparaissent alors naturellement dans l'équation les nombres sans dimension

$$I = \frac{U_\infty T}{\delta} \quad \text{et} \quad Re_\delta = \frac{U_\infty \delta}{\nu}$$

Une fois définie la vitesse adimensionnelle $\tilde{U} = \frac{U(x_0, y, t)}{U_\infty}$, supposée indépendante de x (ou $\tilde{x}$).

L'équation (I) s'écrit, compte tenu de ces grandeurs réduites :

$$\frac{\partial \tilde{\Delta} \tilde{\psi}}{\partial \tilde{t}} + 1 \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} (U \tilde{\Delta} \tilde{\psi} - U'' \tilde{y}^2 \tilde{\psi}) = \frac{1}{Re_\delta} \tilde{\Delta}^2 \tilde{\psi}$$

Plaçons nous alors dans le cas où $\frac{1}{Re_\delta} \tilde{\Delta}^2 \tilde{\psi}$ peut être négligé devant les autres termes ; nous résoudrons l'équation appelée parfois "équation sans frottement" (frictionless) :

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \tilde{\Delta} \tilde{\psi} + 1 \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} (U \tilde{\Delta} \tilde{\psi} - U'' \tilde{y}^2 \tilde{\psi}) = 0 \quad (I_{bis})$$

que nous qualifierons d'équation sans second membre.

I.1.1. Adaptation de l'équation pour sa résolution numérique.

Vis-à-vis de la variable $\tilde{x}$, l'équation (I_{bis}) est linéaire puisque nous avons considéré que l'écoulement était parallèle, transformons là par l'intégrale de FOURIER en posant * :

$$\Phi(k, \tilde{y}, \tilde{t}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{t}) e^{-ik\tilde{x}} d\tilde{x}$$

Sous réserve de conditions de régularité à l'infini de ψ et de ses dérivées on obtient l'équation transformée :

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{y}^2} - k^2 \Phi \right) + \tilde{t} \frac{1}{k} \left[\tilde{U} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{y}^2} - k^2 \Phi \right) - \tilde{U}''_{\tilde{y}} \Phi \right] = 0 \quad (I_{\text{ter}})$$

Cette équation n'est plus à coefficients constants vis-à-vis de $\tilde{y}$ et $\tilde{t}$, il n'est donc pas possible d'employer à nouveau la méthode précédente. Les autres méthodes de réduction du nombre des variables telles que les énonce HANSEN (58) ne nous ont pas permis de ramener cette équation à une équation différentielle ordinaire. Par contre, il a été possible de la réduire à un système aux dérivées partielles du premier ordre particulièrement adapté à la méthode numérique que nous emploierons. La réduction est faite à l'annexe (I).

* La forme $e^{-ik\tilde{x}}$ est introduite de préférence à $e^{-2i\pi k'\tilde{x}}$ rencontrée plus souvent à propos de la transformation de FOURIER pour retrouver le nombre d'onde k cité dans la littérature à propos de l'équation d'ORR-SOMMERFELD.

I.1.2. Conditions aux limites et initiales.

I.1.2.1. Conditions aux limites.

Le fluide ne pouvant traverser la paroi, la vitesse normale est nulle sur cette dernière :

$$v(x, 0, t) = - \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0$$

$$\text{d'où } \psi(0, \tilde{t}) = 0$$

L'équation (I_{ter}) est du second ordre vis-à-vis des variables d'espace ; deux conditions aux limites, jointes à une condition initiale suffisent pour trouver la solution correspondante. Un choix est donc nécessaire entre deux possibilités.

Ou bien, on impose à la vitesse v de s'évanouir dans l'écoulement potentiel, mais alors la vitesse u n'est contrôlée ni à la paroi, ni à l'infini ; ou bien on impose une condition d'adhérence à la paroi, aucune condition ne peut alors être directement donnée à l'infini.

Notre choix correspond à cette seconde éventualité. Il est en accord avec les constatations expérimentales montrant l'existence de perturbations dans l'écoulement potentiel et leur absence à la paroi, et également, avec des remarques de LEGENDRE (59). Notons, en outre, que, dans l'écoulement potentiel, il serait possible de raccorder l'une des vitesses (u ou v) à une solution convergente - comme le font GREENSPAN et BENNEY (35) - ; nous ne développerons pas les calculs à ce propos, notre intérêt se limitant aux zones internes de la couche limite.

I.1.2.2. Conditions initiales.

Dans le but d'avoir une perturbation localisée d'expression mathématique simple, choisissons la vitesse v pour que la surface d'équation :

$$\frac{v}{U_{\infty}} = \tilde{v}(\tilde{x}, \tilde{y}, 0)$$

ait l'allure d'une "bosse".

Une formulation simple répondant à cette exigence s'écrit :

$$\tilde{v}(\tilde{x}, \tilde{y}, 0) = \epsilon' e^{-\lambda_0 \tilde{x}^2} \frac{\tilde{y}^n e^{-n \frac{\tilde{y}}{\tilde{y}_c}}}{\tilde{y}_c^n e^{-n}}$$

Par transformation de FOURIER de cette condition initiale il est possible de calculer $\tilde{\Phi}(\tilde{y}, 0)$ et d'en déduire, puisque l'équation (I_{ter}) doit être satisfaite à l'instant $\tilde{t} = 0$ (cf. réf. 42 p.118) les valeurs initiales des fonctions introduites lors de la réduction à un système (cf. Annexe I).

Remarquons que la condition initiale portant sur la vitesse $\tilde{v}$ est indépendante de l'instant considéré mais que les fonctions intermédiaires - introduites pour les besoins de la réduction - définies parfois à partir de quantités propres à l'équation I_{bis} (comme la vitesse support), donc liées au temps, dépendront de l'instant initial. Il en sera de même de la solution évolutive.

I.1.3. Paramètres.

Les paragraphes précédents ont fait apparaître un certain nombre de paramètres. Nous en distinguons trois sortes.

I.1.3.1. Paramètres liés à la vitesse support.

Il s'agit de $a = \sqrt{\frac{\pi}{vT}}$ et de ϵ .

a est soumis, par l'intermédiaire de l'inégalité

$$\frac{\omega x_0}{U_\infty} \geq 4$$

à une condition qui va permettre de fixer son ordre de grandeur.

En effet, sachant que $\frac{\delta}{x_0} = \frac{5}{\sqrt{Re_{x_0}}}$ l'inégalité s'écrit :

$$\frac{\sqrt{Re_{x_0}}}{1} \geq \frac{10}{\pi}$$

et, en introduisant le paramètre réduit $m = a \delta$

$$m^2 \geq 50 \quad (\text{car } m^2 = \frac{5\pi\sqrt{Re_{x_0}}}{1})$$

Soit approximativement $m \geq 7$

Dans l'application on a pris $m = 7$

Le paramètre ϵ qui contrôle l'amplitude des pulsations extérieures vaut 0,3.

I.1.3.2. Paramètres liés à l'équation.

Ce sont $l = \frac{U_\infty}{\delta} T$, $Re_{x_0} = \frac{U_\infty x_0}{\nu}$ et k .

Comme on vient de le voir il existe une relation entre m , l et Re_{x_0} , puisque m est déterminé, le choix de Re_{x_0} fixe la valeur de l on a pris :

$$Re_{x_0} = 2,9.10^5$$

Le nombre d'onde réduit k est, théoriquement, un paramètre continu, mais, comme à chaque valeur de ce dernier, correspond une solution (donc une résolution) de l'équation sans second membre il sera nécessaire de considérer une suite de valeurs discrètes.

Bien que le problème posé ici soit différent de celui qu'ont envisagé GREENSPAN et BENNEY (35) c'est néanmoins le plus proche, aussi es-ce par référence à ces auteurs que nous avons choisi un pas de variation de k égal à 0,5. La plage considérée par ces mêmes auteurs est 0 à 12 ; nous pourrions envisager cette même plage mais, un choix a priori, serait trop arbitraire. En effet, le retour par la transformée inverse de FOURIER à la solution en $\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{t}$ ne peut être fait, toutes autres restrictions écartées, que si la partie essentielle de Φ , considérée comme fonction de k est prise en compte ; ceci implique une décroissance de cette dernière au delà d'une valeur finie de k (GREENSPAN et BENNEY (35) la situent vers 2,5).

C'est donc, en principe, la résolution et l'examen des solutions qui permettront de fixer supérieurement la plage de variation.

I.1.3.3. Paramètres liés aux conditions initiales.

Ces quantités sont notées ϵ' , $\tilde{y}_c$, λ_0 , n et $\tilde{t}_0$

Le paramètre ϵ' apparaît comme un facteur de cadrage puisque l'équation (I_{ter}) est linéaire vis-à-vis de Φ , en conséquence on prendra $\epsilon'=1$.

Le paramètre $\tilde{y}_c$ localise la perturbation dans l'épaisseur de la couche limite, il vaut 0,4 dans l'application.

λ_0 et n contrôlent l'étalement, respectivement autour de x_0 et de $\tilde{y}_c$ de la perturbation, le premier vaut 2,5, le second 5.

Enfin, pour étudier plus particulièrement l'influence de l'instant initial $\tilde{t}_0$, ce dernier est essentiellement variable de 0 à 0,8 inclus avec un pas de 0,2.

I.1.4. Mode de représentation des résultats.

L'inconnue de l'équation (I_{bis}) est la fonction de courant ψ mais les quantités $\frac{u}{U_\infty}$ et $\frac{v}{U_\infty}$ présentent physiquement plus d'intérêt. Grâce à la transformation inverse de FOURIER, il est théoriquement possible de calculer ces quantités à partir des résultats du système aux dérivées partielles en ne considérant que les valeurs positives de k (cf.réf.57). Ce dépouillement complet qui doit être fait numériquement est, compte tenu de l'ordinateur utilisé *, pratiquement impossible à effectuer.

L'inversion n'étant pas réalisable, nous calculerons les quantités

$$u_k = \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{y}} \quad \text{et} \quad v_k = -i k \Phi$$

à partir desquelles nous formerons les fonctions

$$E_{ku} = |u_k|^2 \quad \text{et} \quad E_{kv} = |v_k|^2$$

Analogues à des densités spectrales énergétiques (relativement au nombre d'onde) qui seront appelées densités énergétiques associées à u et à v .

La densité énergétique globale

$$E_k(y,t) = E_k = |u_k|^2 + |v_k|^2$$

permettra de former le coefficient

* IBM 1800 - cycle de base 4 μ s - 16 K mots de 16 digits binaires.

$$\frac{E_k}{E_{k_0}} = \frac{E_k(\tilde{y}, \tilde{t})}{E_k(\tilde{y}, 0)}$$

qui sera utile pour comparer l'énergie totale à l'instant t à l'énergie totale à l'instant initial.

I.2. METHODE NUMERIQUE DE RESOLUTION D'UN SYSTEME D'EQUATIONS AUX DERIVEES PARTIELLES.

Nous proposons une méthode permettant de résoudre les systèmes présentés sous la forme suivante

$$\frac{\partial K^j}{\partial t} = f^j(y, t, A^i(y, t))$$

$$\frac{\partial A^i}{\partial y} = g^i(y, t, K^j(y, t)).$$

j variant de 1 à n , i de 1 à p .

Les fonctions f^j et g^i sont des fonctions vectorielles continues et dérivables connues des composantes A^i et K^j de ces vecteurs.

Un tel système peut être résolu par la méthode d'EULER (LEGRAS (60)). Celle-ci conduit à une approximation d'ordre un et à une erreur élémentaire d'ordre deux sur le calcul des fonctions aux noeuds d'un réseau de maille (h, h') . Nous allons examiner les possibilités de réduction du terme d'erreur en construisant des formules d'approximation semblables à celles qui sont utilisées dans la méthode de KUTTA-RUNGE pour les équations différentielles ordinaires.

I.2.1. Recherche de formules d'approximation d'ordre supérieur à l'unité.

Supposons connues les fonctions A^i et K^j aux noeuds
 (y, t) , $(y+h, t)$, $(y, t+h')$.

et cherchons leurs valeurs au noeud $(y+h, t+h')$ en écrivant :

$$K^j(y+h, t+h') = K^j(y+h, t) + R_1^j k_1^j + R_2^j k_2^j + R_3^j k_3^j + \dots$$

$$A^i(y+h, t+h') = A^i(y, t+h') + R_1^i k_1^i + R_2^i k_2^i + R_3^i k_3^i + \dots$$

Dans ces formules k^j et k^i s'explicitent ainsi

$$k_1^j = h' f^j(y+a_1 h, t+a_1' h', A^i(y+e_1 h, t+e_1' h'))$$

$$k_2^j = h' f^j(y+a_2 h, t+a_2' h', A^i(y+e_2 h, t+e_2' h') + \alpha_1 k_1^i)$$

$$\text{etc.} \dots \dots \dots + \beta_1 k_1^i + \beta_2 k_2^i)$$

.....

$$k_1^i = h g^i(y+b_1 h, t+b_1' h', K^j(y+u_1 h, t+u_1' h'))$$

$$\text{etc.} \dots \dots \dots + \alpha_1^j k_1^j)$$

.....

On vérifie qu'une telle écriture permet effectivement de
calculer les fonctions K^j et A^i en développant les deux membres
de chaque égalité suivant leur série de TAYLOR et en les identi-
fiant suivant les puissances de h et h' . L'exemple des formules
au deuxième ordre va préciser ce point.

I.2.2. Formules d'approximation au deuxième ordre.

Avant de développer les calculs, un changement de notations s'impose. Etant donné que f^j (ou g^i) sera considérée, soit comme une fonction de y et t , soit comme une fonction de y, t et A^i (ou K^j) nous distinguerons :

$\frac{\partial f^j}{\partial t}$ dérivée partielle de f^j par rapport à la variable explicitée t
 de $\frac{df^j}{dt}$ dérivée par rapport à la variable t explicitée ou non.

Avec cette notation $f^j = \frac{dK^j}{dt}$ et $g^i = \frac{dA^i}{dy}$

développons k_1^j :

$$k_1^j = h' f^j \left[y + a_1 h, t + a_1' h', A^i(y, t) + \epsilon_1 h \frac{dA^i}{dy} + \epsilon_1' h' \frac{dA^i}{dt} + \dots \right]$$

$$k_1'^j = h' f^j(y, t) + h h' \left(a_1 \frac{\partial f^j}{\partial y} + \epsilon_1 g^i \frac{\partial f^j}{\partial A^i} \right) + h'^2 \left(a_1' \frac{\partial f^j}{\partial t} + \epsilon_1' \frac{dA^i}{dt} \cdot \frac{\partial f^j}{\partial A^i} \right) + \dots$$

les redoublements d'indices indiquent, comme en notation tensorielle, qu'on fait une sommation par la convention d'EINSTEIN.

On trouve de même

$$k_2^j = h f^j + h h' \left[a_2 \frac{\partial f^j}{\partial y} + (\epsilon_2 + \alpha_1) g^i \frac{\partial f^j}{\partial A^i} \right] + h'^2 \left(a_2' \frac{\partial f^j}{\partial t} + \epsilon_2' \frac{dA^i}{dt} \cdot \frac{\partial f^j}{\partial A^i} \right) + \dots$$

De son côté, le premier membre s'écrit :

$$K^j(y+h, t+h') = K^j(y+h, t) + hh' \left(\frac{\partial f^j}{\partial y} + g^i \frac{\partial f^j}{\partial A^i} \right) + \frac{h'^2}{2} \left(\frac{\partial f^j}{\partial t} + \frac{dA^i}{dt} \cdot \frac{\partial f^j}{\partial A^i} \right) + \dots$$

L'identification donne le système suivant

$$\begin{aligned} R'_1 + R'_2 &= 1 \\ a_1 R'_1 + a_2 R'_2 &= 1 \\ \epsilon_1 R'_1 + (\epsilon_2 + \alpha_1) R'_2 &= 1 \\ a'_1 R'_1 + a'_2 R'_2 &= \frac{1}{2} \\ \epsilon'_1 R'_1 + \epsilon'_2 R'_2 &= \frac{1}{2} \end{aligned}$$

On obtient le même type de système pour le vecteur A^i ; on note que les deux sont indépendants entre eux et que chacun contient douze inconnues pour six équations. Des restrictions vont nous obliger à ne considérer que des solutions particulières de ces systèmes ; en effet pour que la résolution pas à pas soit praticable, il faut que les valeurs de A^i et K^j utilisées dans le calcul de k'_1 , k'_2 , k_1 , k_2 soient prises en des noeuds du réseau maillé où elles sont déjà connues. Ceci impose :

$$\epsilon_k \text{ ou } \epsilon'_k = 0 \text{ ou } 1.$$

Le nombre des possibilités est alors limité à seize dont quatre, qui nous ont paru intéressantes, sont regroupées dans le tableau I.1.

Tableau I.1.

ordre d'approximation	II	II	II	II	III
Solution	1	2	3	4	5
ϵ_1, μ_1'	0	0	0	1	1
ϵ_1', μ_1	0	1	1	0	0
ϵ_2, μ_2'	0	0	1	0	1
ϵ_2', μ_2	1	0	0	1	$\frac{1}{2}$
ϵ_3, μ_3'	-	-	-	-	0
ϵ_3', μ_3	-	-	-	-	1
R_1', R_1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{6}$
R_2', R_2	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$
R_3', R_3	-	-	-	-	$\frac{1}{6}$
α_1, α_1'	2	2	1	1	0
β_1, β_1'	-	-	-	-	0
β_2, β_2'	-	-	-	-	1
a_1, b_1'	1 ou 0	1 ou 0	1 ou 0	1	1
a_2, b_2'	1 ou 2	1 ou 2	1 ou 2	1	1
a_3, b_3'	-	-	-	-	1
a_1', b_1	0 ou 1	1 ou 0	0 ou 1	0	0
a_2', b_2	1 ou 0	0 ou 1	1 ou 0	1	$\frac{1}{2}$
a_3', b_3	-	-	-	-	1

La solution choisie porte le N°4, c'est pourquoi elle est écrite sans ambiguïté, mais elle possède en fait les mêmes indéterminations sur $a_1, b_1', a_2, b_2',$ etc.... que les solutions 1,2 et 3.

On peut, de la même manière chercher des formules au troisième ordre. Une solution est présentée dans le même tableau. Des commentaires, liés au fait que cette solution fait appel à des valeurs $\epsilon'_k = \frac{1}{2}$, ce qui nécessite un premier calcul de type second ordre avant d'utiliser cette formulation - un peu comme dans le schéma à deux phases de LAX-WENDROFF (61) - sont faits dans la référence (57).

I.3. APPLICATION A LA RESOLUTION DE L'EQUATION D'ORR-SOMMERFELD SANS SECOND MEMBRE - RESULTATS.

Les méthodes au deuxième ordre ont l'avantage de la simplicité, c'est pourquoi, l'une d'elles, référencée 4 dans le tableau I.1., a été choisie de préférence à la formulation au troisième ordre.

La programmation, écrite en langage FORTRAN appelle peu de commentaires, et nous nous contentons de donner les détails d'organisation des programmes à la fin de cette étude ; nous fournissons par ailleurs (57) plus de précisions.

Avant d'exploiter une telle méthode, il est nécessaire de s'interroger sur sa stabilité qui ne peut être étudiée indépendamment de l'équation. Deux voies sont envisageables ; ou bien on est en mesure de développer une analyse mathématique de ce problème, (c'est souvent le cas pour les méthodes du premier ordre) on est conduit à la détermination d'une matrice de passage d'un noeud à un autre et à étudier cette matrice (62) ; ou bien l'étude théorique n'est pas envisageable on peut alors entreprendre une étude expérimentale qui consiste à rechercher empiriquement un couple de pas tel que la solution tende vers une limite indépendante de ce couple.

C'est cette deuxième voie que nous avons empruntée ici.

1.3.1. Recherche des pas de convergence.

On a tracé des courbes représentatives de la quantité $E_k(\tilde{y}, \tilde{t})$ en fonction de l'inverse $\frac{1}{h}$ ou $\frac{1}{h'}$, des pas de la résolution et on a constaté expérimentalement que, sous certaines conditions, E_k tend asymptotiquement vers une limite ; l'écart avec le plan asymptote (dans les axes $\frac{1}{h}, \frac{1}{h'}$) sera chiffré grossièrement et une estimation de la précision des résultats, pour le couple choisi, en sera déduite.

Examinons le comportement de E_k , k étant égal à 3. Les figures 1 et 2 résument cette étude de la stabilité numérique.

De la figure 1 où E_k est tracé en fonction de $\frac{1}{h}$ se dégagent les conclusions suivantes :

Aucun pas h n'est susceptible de satisfaire les conditions de stabilité quel que soit le temps jusqu'où est poursuivie la résolution. En effet, l'asymptote est atteinte d'autant plus difficilement que le temps est grand - on peut en juger en comparant les courbes correspondant à $\tilde{t} = 0,1$ à celles correspondant à $\tilde{t} = 0,22$ -. Le pas h semble donc contrôler la limite de résolution dans le temps.

La figure 2 a un aspect identique et nous allons être amenés à limiter le domaine de résolution pour conserver une précision acceptable sur les valeurs calculées à l'intérieur de ce domaine. Quelques tests supplémentaires ont montré que l'instant initial $\tilde{t}_0$ n'intervenait pas dans le choix de la maille du réseau et ont permis de chiffrer à 0,07 la précision obtenue avec le couple $h = h' = 0,005$, aux frontières du domaine limité à $\tilde{t} = 0,3$ et $\tilde{y} = 0,6$. Cette précision est suffisante pour juger de l'allure des courbes $E_k(\tilde{y}, \tilde{t})$.

Puisqu'à chaque modification du paramètre k , l'équation à résoudre prend une forme différente, une étude de la stabilité devrait accompagner toute résolution. Elle n'a pas été faite systématiquement mais seulement pour $k = 0,5$ et pour $k = 6,0$, des couples intermédiaires ont été choisis pour les autres valeurs de ce paramètre.

Cette étude a montré que les pas devaient être d'autant plus petits que k était grand. Ceci nous a obligé à limiter supérieurement à $k = 6,0$ la plage de variation de ce paramètre, compte tenu de la taille de la mémoire centrale de l'ordinateur utilisé.

En effet, la dimension des tableaux supports des résultats, utilisés dans la programmation est proportionnelle à $\frac{1}{h}$, elle est limitée à 200 positions environ, ce qui conduit à un pas minimum de 0,003 si on veut conserver le même domaine de résolution pour toutes les valeurs de k et montre que $k=6,0$ est une limite si on veut conserver approximativement la même précision dans ce domaine.

Cette contrainte ne s'est pas révélée trop limitative pour la suite comme le montre l'exploitation des résultats où on verra que les densités énergétiques sont décroissantes bien avant que la valeur $k=6,0$ ait été atteinte.

I.3.2. Résultats.

La présentation des résultats est envisagée sous deux aspects. Le premier concerne l'influence du nombre d'onde réduit, les variables $\tilde{y}$ et $\tilde{t}$ étant considérées comme des paramètres ;

le second s'attache à l'évolution dans le temps de la perturbation, le nombre d'onde, l'ordonnée et l'instant initial d'injection jouant cette fois le rôle de paramètres. La réponse n'est envisagée que pendant un bref instant, compte tenu de ce qui vient d'être dit au paragraphe précédent.

I.3.2.1. Influence du nombre d'onde réduit k .

Les courbes rattachées à ce paragraphe sont tracées pour l'instant initial $\tilde{t}_0 = 0$, la figure 3 précise la position, par rapport au cycle de l'onde de base, de cet instant et montre le profil de vitesse correspondant.

Sur la figure 4 sont tracées des densités énergétiques associées à v pour différents instants $\tilde{t}$, l'ordonnée réduite étant constante et égale à $\tilde{y}_c = 0,4$. On note d'une part que les énergies associées aux grands nombres d'onde (petites structures) sont de plus en plus faibles lorsque k croît, d'autre part que l'allure des spectres se modifie rapidement avec le temps, entraînant un amortissement brutal des petites structures. On observerait, d'une manière générale, ce rapide changement de configuration quelle que soit l'ordonnée ou l'instant initial d'injection.

Sur la figure 5 où sont tracées les densités spectrales associées à u et v pour trois valeurs du temps réduit et à une ordonnée constante (égale à 0,6), on note que, conformément à la nature des conditions initiales, E_{ku} tend vers l'infini lorsque k tend vers zéro et semble conserver cette propriété quel que soit l'instant ultérieur considéré. On constate en outre que la vitesse longitudinale devient rapidement supérieure à la vitesse normale puisque E_{ku} est, pour une même valeur de k nettement supérieur à E_{kv} .

La plus grande vulnérabilité des petites structures, déjà notée, apparaît à nouveau ici, de même que la réorganisation de la perturbation qui se traduit par une brève amplification précédant chronologiquement l'amortissement.

I.3.2.2. Evolution de la perturbation dans le temps.

Nous nous intéresserons à la densité globale $E_k(\tilde{y}, \tilde{t})$ sachant que rapidement, c'est-à-dire au bout d'un temps réduit de l'ordre de 0,1, l'énergie associée à la vitesse longitudinale est beaucoup plus importante que celle qui est issue de la vitesse normale.

La figure 6, où sont tracées des courbes correspondant à 5 valeurs du nombre d'onde pour trois valeurs de l'ordonnée, l'instant initial étant $\tilde{t}_0 = 0$, va permettre de préciser le comportement des structures suivant leur taille et leur position dans la couche limite. Comparons par exemple les courbes où $k=1$ à celles où $k=5$. Pour les premières on note que les énergies sont plus grandes pour $\tilde{y}=0,4$ et $\tilde{y}=0,2$ que pour $\tilde{y}=0,6$; pour les secondes, c'est le contraire. De plus la décroissance avec le temps au voisinage de la paroi ($\tilde{y}=0,2$) est d'autant plus rapide que k est grand. Il en résulte qu'on observera plus facilement et plus longtemps l'effet des grosses structures près de la paroi que l'effet des petites qui au contraire ont tendance à se développer vers l'extérieur de la couche limite.

On peut rapprocher cette remarque de celle faite par CRIMILALE (31) qui note que les fluctuations de pression, associées à des nombres d'onde faibles stimuleront plus volontiers les zones internes des couches limites (stationnaires) que les fluctuations associées aux grands nombres d'onde.

La figure 7 où des quantités identiques aux précédentes sont tracées pour un instant initial valant 0,4 permet de confirmer les remarques faites bien que, par suite des oscillations, l'évidence en soit moins grande. On remarquera, sur cette figure, une tendance à une nouvelle croissance, d'autant plus nette que les nombres d'onde sont grands.

Les petites structures semblent donc plus sensibles au profil instantané de vitesse aussi bien du point de vue atténuation, qu'amplification.

La figure I.8. qui présente, pour quatre valeurs du nombre d'onde, l'évolution temporelle du coefficient énergétique réduit E_k/E_{k0} va permettre de juger de l'influence de l'instant initial d'injection. Pour les instants initiaux $\tilde{t}_0=0-0,2-0,4-0,8$, on note, après la courte période d'amplification où la perturbation se réorganise, une décroissance rapide de l'énergie, alors que, pour l'instant initial 0,6, après cette même phase, apparaît une nouvelle période de croissance qui semble se terminer vers l'instant $\tilde{t}+\tilde{t}_0=0,8$. A l'instant 0,9, la couche limite a recouvré un état de relative stabilité. Ces observations doivent être rapprochées de l'évolution des vitesses supports (figure I.3) pour constater, d'une part, l'existence d'un point d'inflexion sur les profils entre les instants 0,4 et 0,8, d'autre part, la proximité de la zone temporelle d'amplification de la figure I.8. de celle où la vitesse locale passe par un minimum. La comparaison de ces résultats à ceux de GREENSPAN et BENNEY (35) montre qu'il existe, dans les deux cas, une création périodique d'intervalles de temps instables ; cependant nos calculs ne font apparaître aucun nombre d'onde particulier (du point de vue amplification) et en outre la zone instable est ici suivie d'une zone d'atténuation.

I.4. CONCLUSIONS.

En dépit de l'hypothèse simplificatrice relative à la viscosité, intéressante du point de vue de la résolution numérique, mais regrettable pour le physicien, les résultats obtenus semblent conformes aux observations expérimentales (32). Cet accord constitue une vérification, a posteriori, de la vraisemblance de l'hypothèse en même temps qu'un test des possibilités de la méthode numérique, intéressante, par ailleurs, pour sa formulation simple et sa précision intrinsèque supérieure à celle de bien des méthodes actuellement mises en oeuvre.

Les résultats des calculs ont montré que l'énergie relative à la vitesse longitudinale (u) devenait rapidement supérieure à celle relative à la vitesse normale (v), ce qui peut constituer un argument pour l'entreprise d'une étude expérimentale ultérieure de la seule composante u .

Le comportement à court terme de la perturbation initiale est très intéressant. On a constaté un filtrage temporel provoqué par la pulsation de l'écoulement ; l'intervalle de temps le plus favorable à l'amplification étant compris entre 0,75 et 0,8, les vitesses support locales sont alors voisines de leur minimum dans les zones où cette amplification est la plus forte (cf. fig.1.3) ce qui peut être rapproché des résultats d'OBREMSKI et MORKOVIN (36) bien que les fondements des deux études soient très différents. Cette comparaison accrédite les conclusions suivantes :

Ni la viscosité dont nous négligeons l'influence au niveau de l'équation I, mais que ces auteurs prennent en compte, ni l'effet induit par la non-stationnarité des profils de vitesse que ces mêmes auteurs négligent et dont nous tenons compte, ne jouent un rôle fondamental dans le développement des perturbations elles-mêmes. L'intervention de la viscosité dans le processus d'apparition des instabilités n'en est pas pour autant négligeable ; en effet, son rôle direct semble secondaire dans le mécanisme d'amplification ou d'atténuation, mais il est fondamental dans la création d'un profil inflexionnel et c'est en définitive cette propriété qui gouverne l'essentiel du phénomène non-stationnaire.

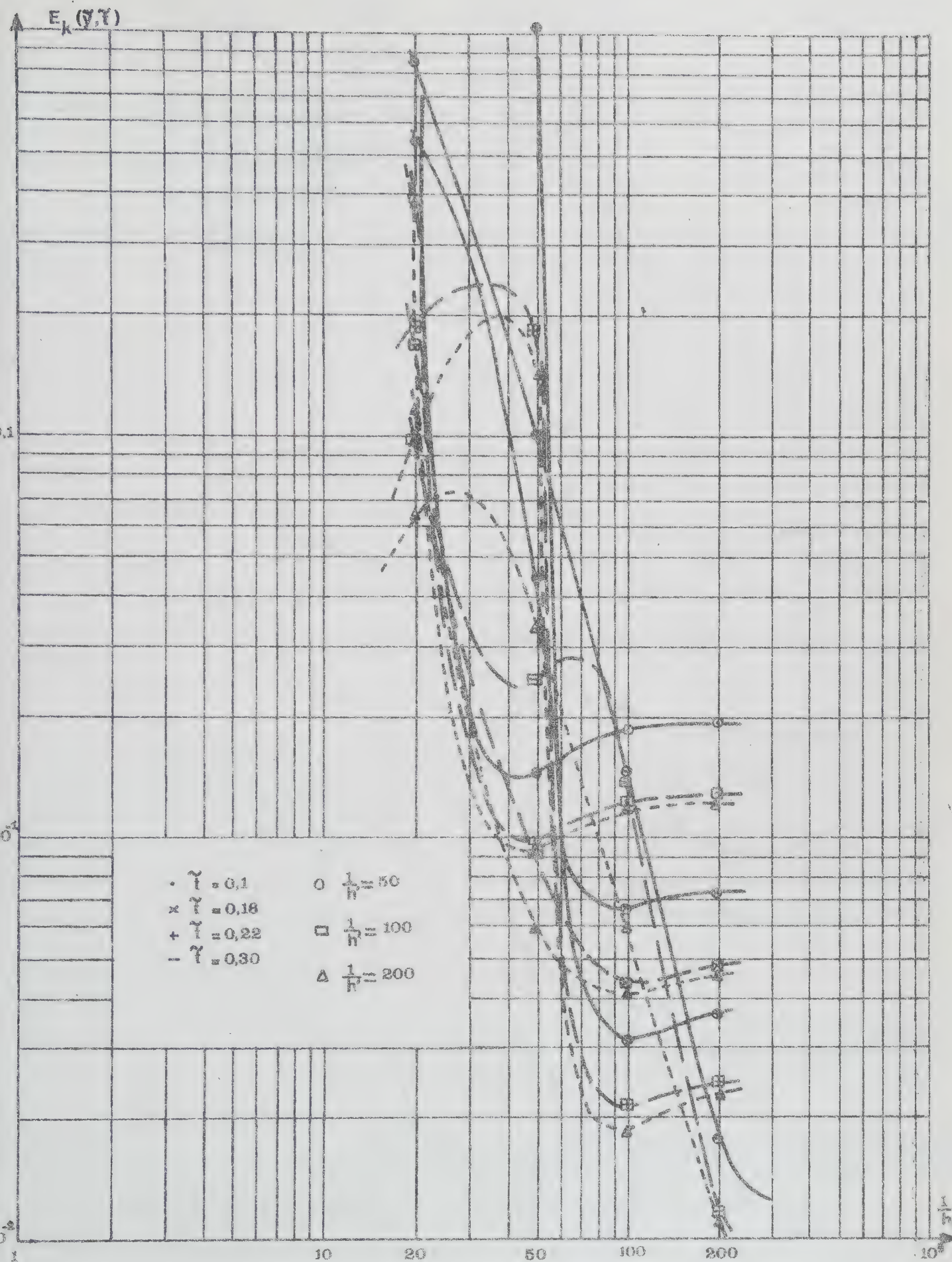


Fig I 1

Convergence de la méthode numérique pour $k = 3.0$
 $y = 0.4$

- | | | | |
|---|----------------------------|---|---------------------------|
| • | $\frac{h}{\lambda} = 0,1$ | ○ | $\frac{h}{\lambda} = 50$ |
| x | $\frac{h}{\lambda} = 0,18$ | □ | $\frac{h}{\lambda} = 100$ |
| + | $\frac{h}{\lambda} = 0,22$ | △ | $\frac{h}{\lambda} = 500$ |
| — | $\frac{h}{\lambda} = 0,30$ | | |

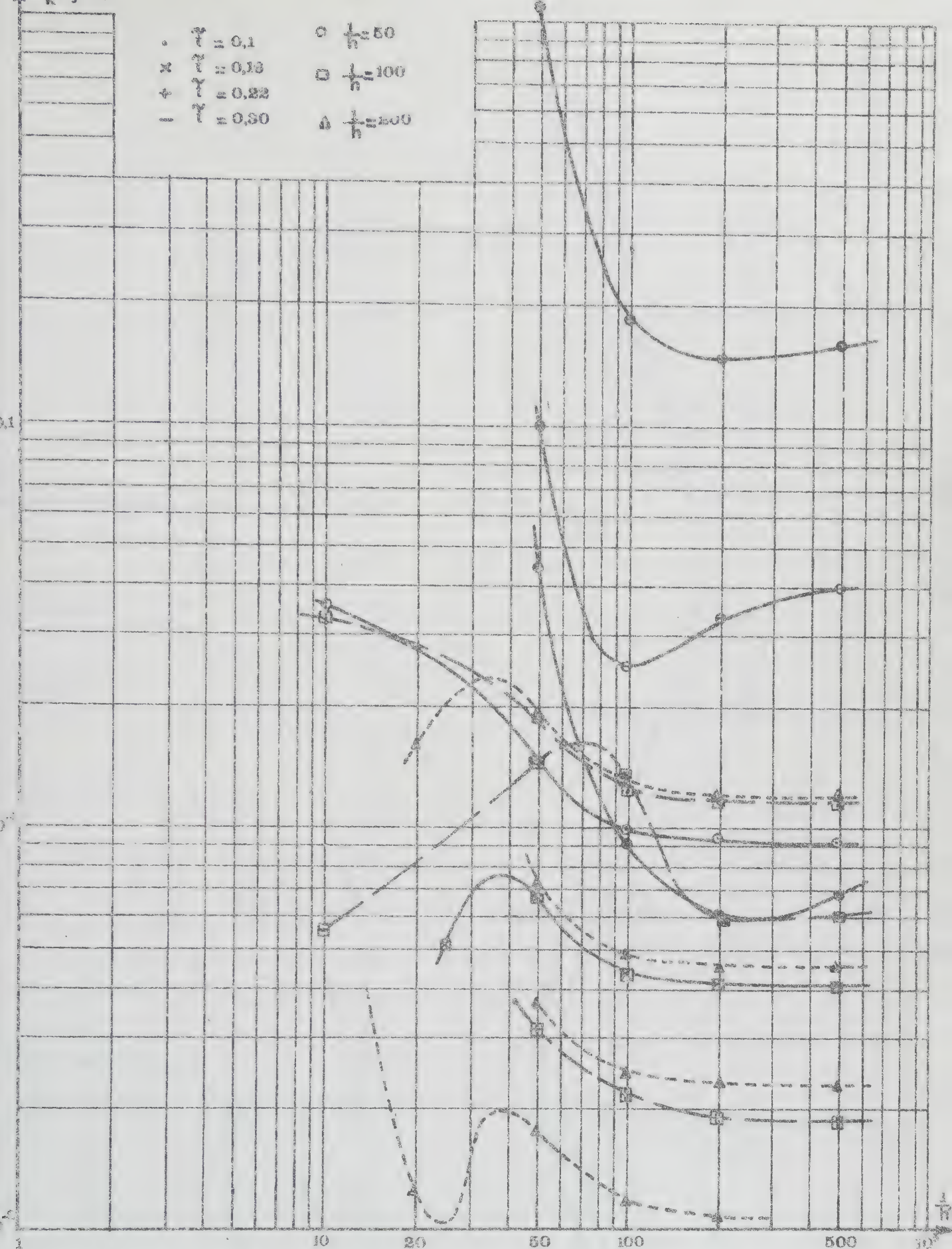


Fig I 2 Etude de la convergence de la méthode numérique pour $k=3,0$
 $\gamma=0,4$



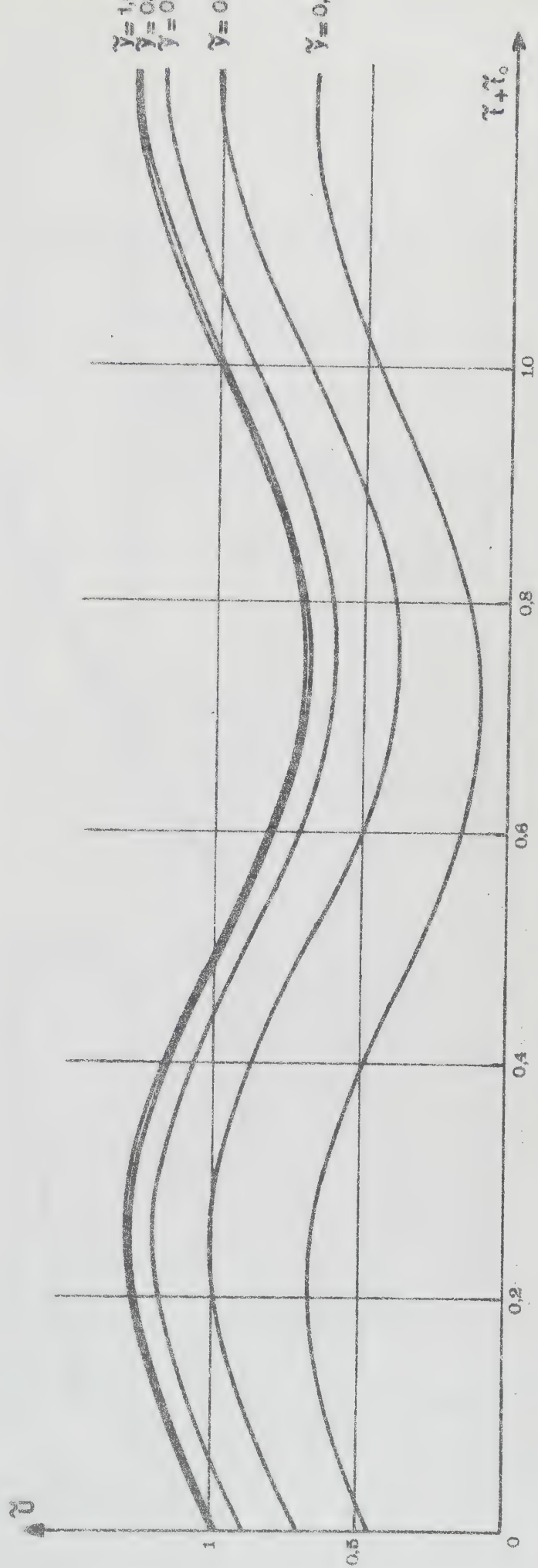
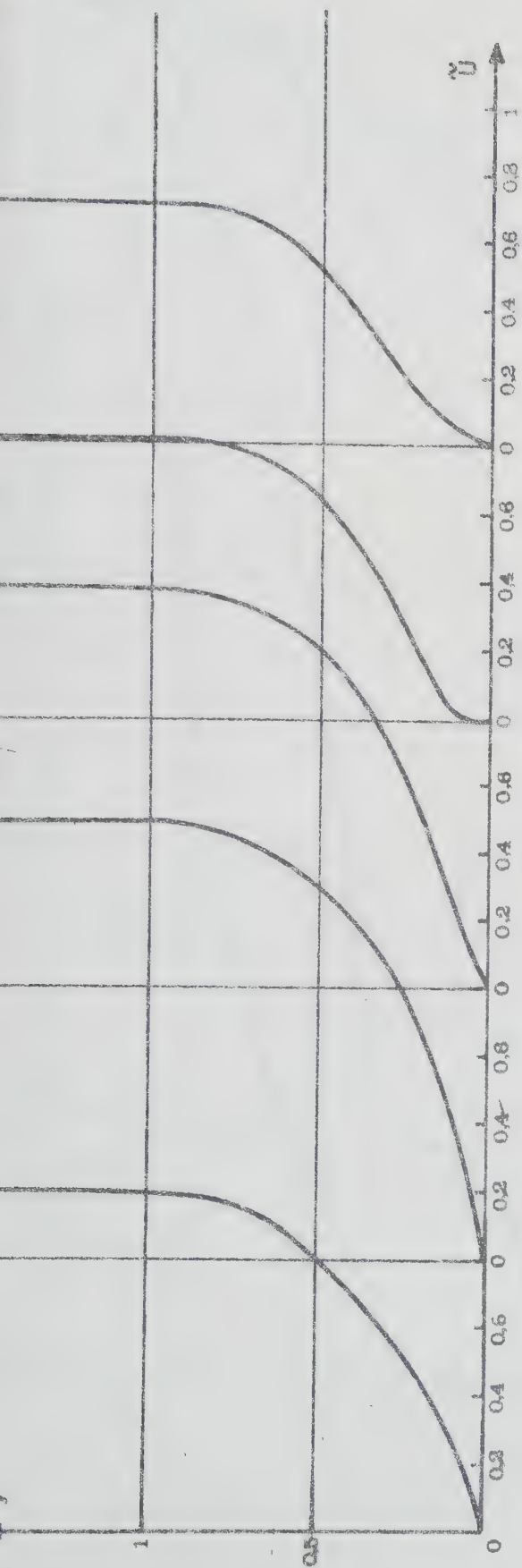


Figure I 3 Evolution de la vitesse - support

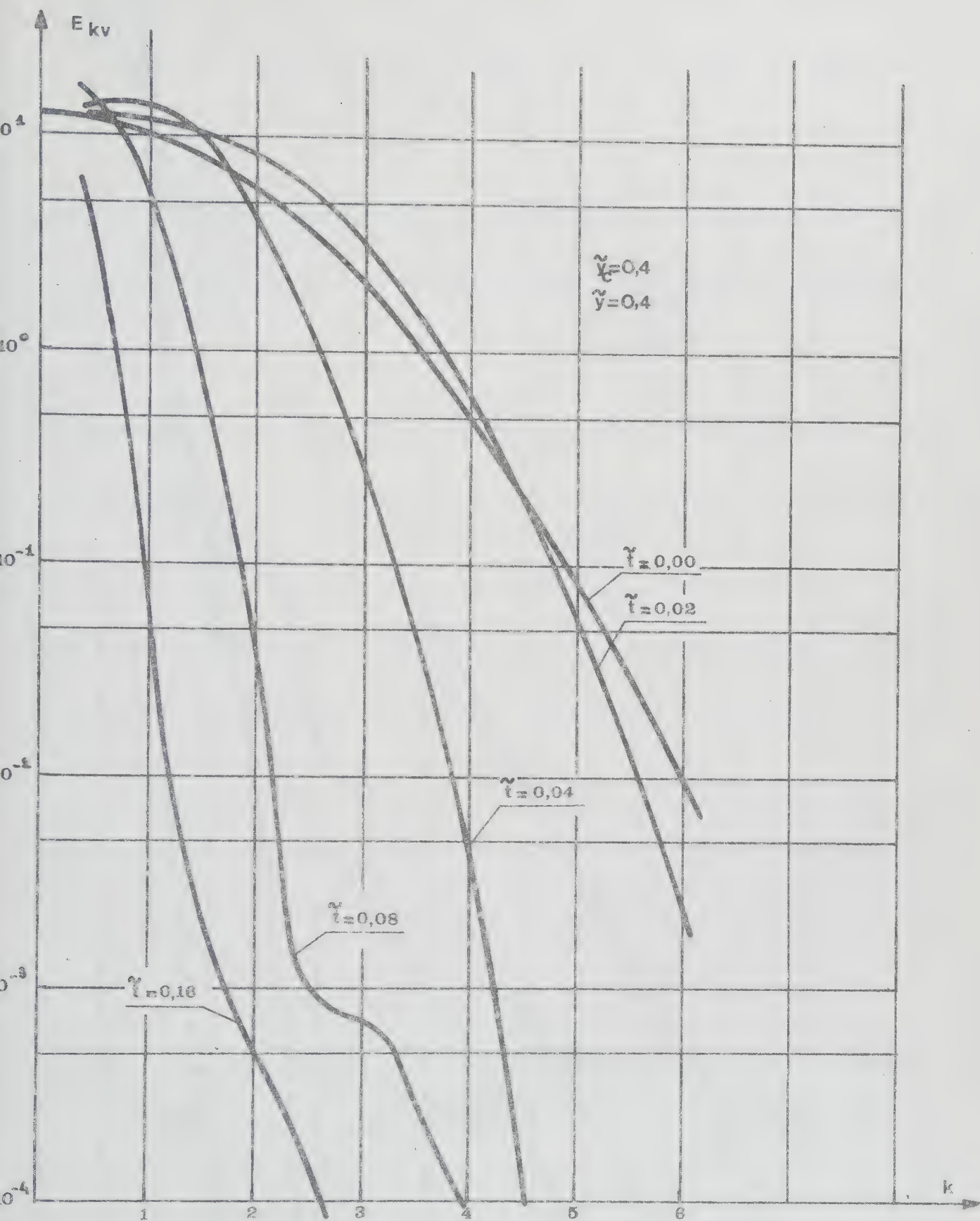


Fig I 4

Evolution de $|v_k|^2$ avec k

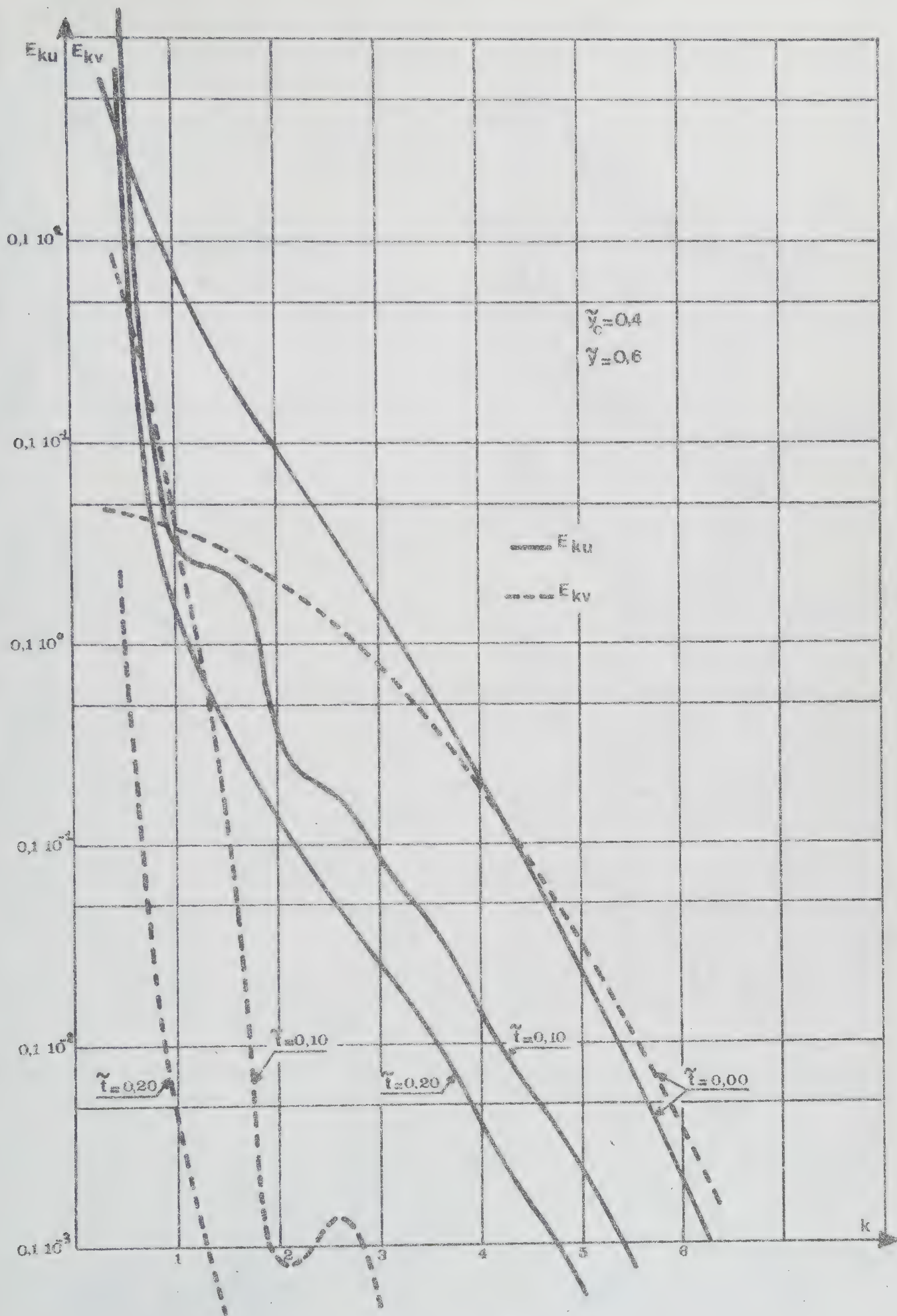


Fig I 5

Comparaison de E_{ku} et E_{kv}

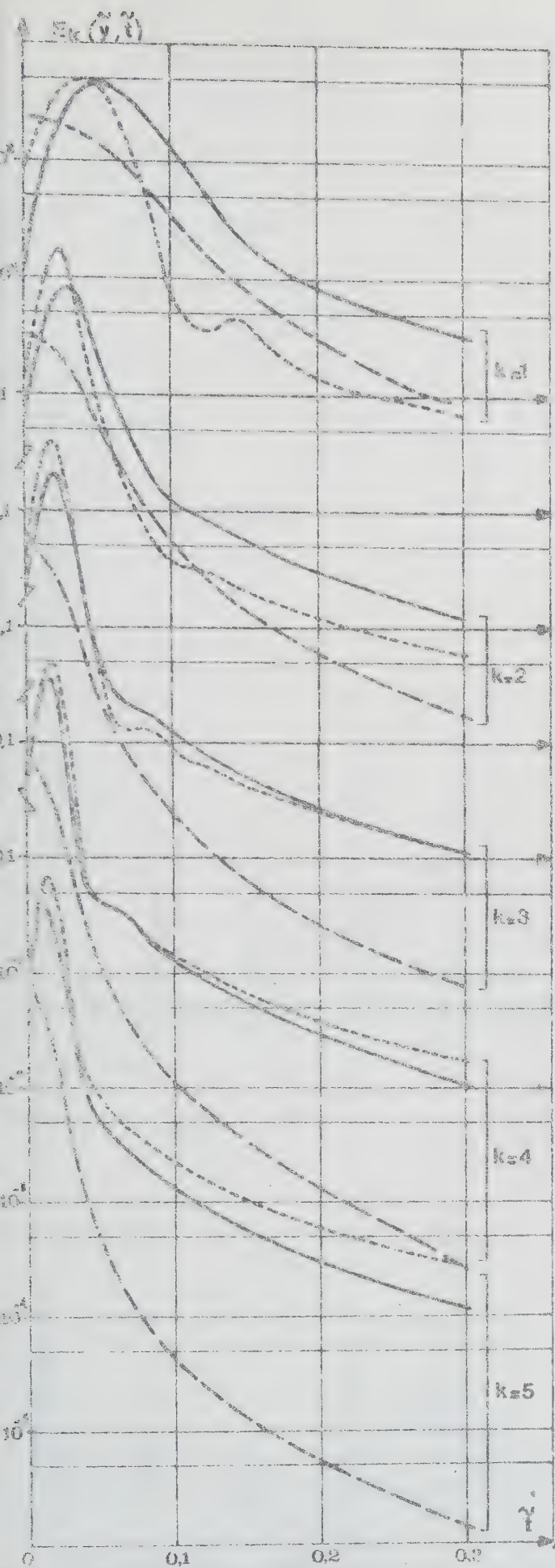


Fig 16 Evolution dans le temps
Influence de k , $\tilde{\gamma}_0 = 0$

--- $\tilde{y} = 0.2$
— $\tilde{y} = 0.4$
- · - $\tilde{y} = 0.6$

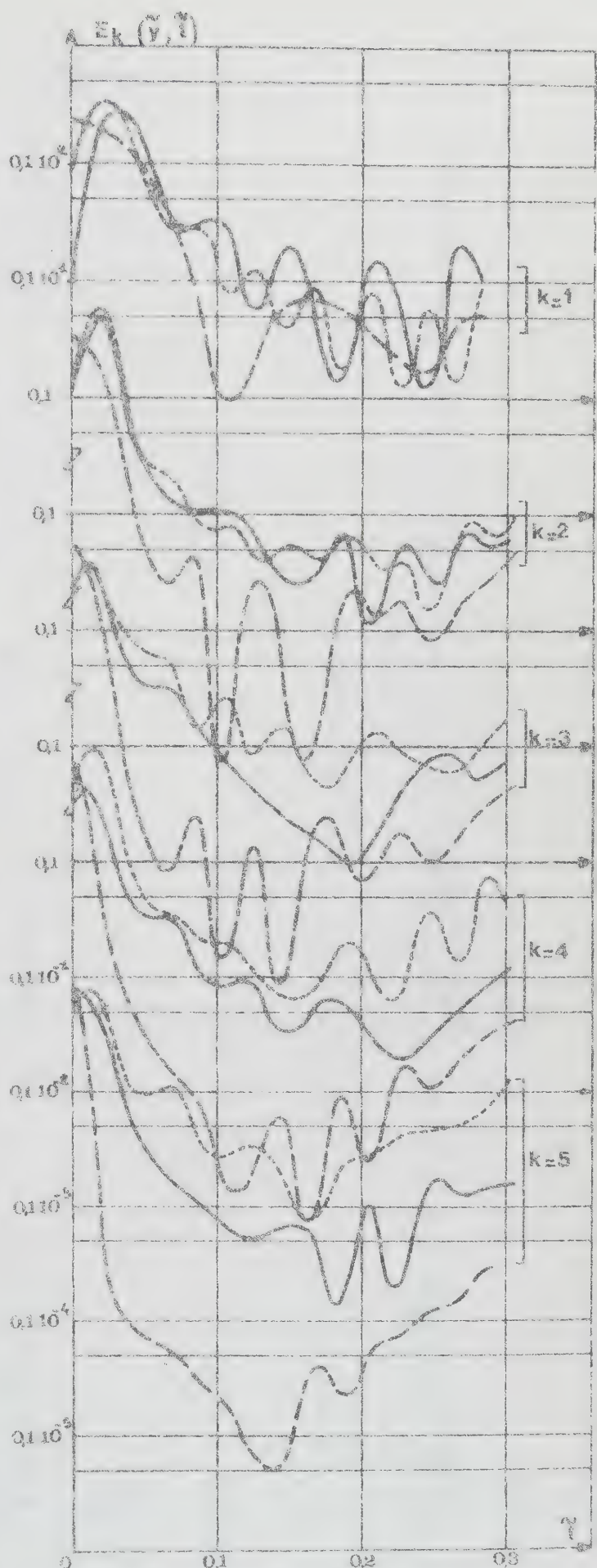


Fig 17 Evolution dans le temps
Influence de k , $\tilde{\gamma}_0 = 0.4$

--- $\tilde{y} = 0.2$
— $\tilde{y} = 0.4$
- · - $\tilde{y} = 0.6$

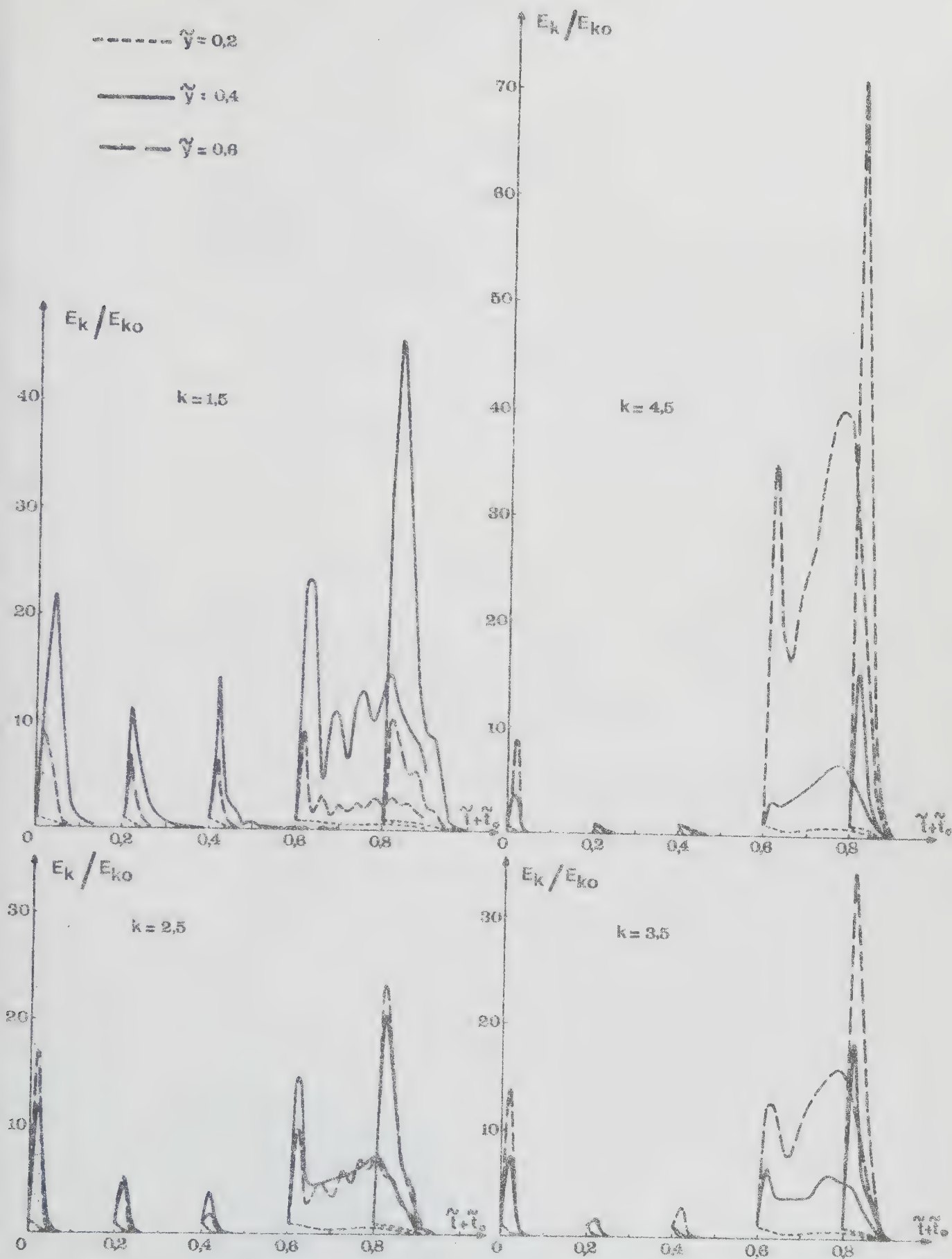


Fig I 8 Evolution dans le temps :

Influence de l'instant initial d'injection

DETAILS D'ORGANISATION DU PROGRAMME DE RESOLUTION
DE L'EQUATION D'ORR-SOMMERFELD

```

      FUNCTION       $U''_{\tilde{y}}(\tilde{y}, \tilde{t})$ 
// JOB
// FOR
*NONPROCESS PROGRAM
*ONE WORD INTEGERS
*LIST SOURCE PROGRAM
      FUNCTION DU2(Y,S)
      COMMON XM, EPS, TO
      T=S+TO
      DU2=-2*XM*XM*EPS*EXP(-XM*Y)*COS(XM*Y-6.2831853*T)
      IF(Y-1.0)2,2,1
1  RETURN
2  DU2=12*Y*(Y-1.)+DU2
   RETURN
   END

      FUNCTION       $H(\tilde{y}, \tilde{t})$ 
// FOR
*NONPROCESS PROGRAM
*ONE WORD INTEGERS
*LIST SOURCE PROGRAM
      FUNCTION FH(Y,S)
      COMMON XM, EPS, TO
      T=S+TO
      DEUPI=6.2831853
      FH=EPS/DEUPI*(EXP(-XM*Y)*COS(XM*Y-DEUPI*T)-COS(DEUPI*T))
      IF(Y-1.0)2,2,1
1  FH=FH+T
   RETURN
2  FH=FH+Y*(2-2*Y*Y+Y*Y*Y)*T
   RETURN
   END

```

PROGRAMME DE RESOLUTION PROPREMENT DIT

```

// FOR PERS2
*IOCS(DISK)
*NON PROCESS PROGRAM
*ONE WORD INTEGERS
*LIST SOURCE PROGRAM
      EXTERNAL DU2, FH
      REAL KR, KI
      DIMENSION A(12,
1201
2), XK(12), EKO(6)
      COMMON XM, EPS, TO, EP, C, YO, P, XL, H, HP, K, M
      DEFINE FILE 2(50,18,U,N1),3(50,18,U,N1),4(50,18,U,N1)

```



```

1,5(50,18,U,N1),6(50,18,U,N1)
G1(S,R)= S*EXP(-C*R)
G2(S,R,Q)=S*COS(XL*C*Q)+R*SIN(XL*C*Q)
90 N1=1
J=0
C
C CONDITIONS AUX LIMITES
C
10 DO 11 L=1,12
11 A(L,1)=0.0
C
J=J+1
C
C ROTATION DES INDICES
C
JV1=J+1-J/2*2
JV2=J-(J-1)/2*2
C
C ENTREE DE LA BOUCLE SUIVANT Y A T FIXE
C
DO 15 I=2,4
Y=(I-1)*H
Y=(J-1)*HP
L=C-1/J
C
C CONDITIONS INITIALES
C
GO TO (12,13),L
12 E=EP/C*(Y/YO)**(P-2)*EXP(P*(1-Y/YO))
A(1,1)=E/YO/YO*(P*P*(1-Y/YO)*(1-Y/YO)-P-C*C*Y*Y)
A(3,1)=A(1,1)
A(1,1)=A(1,1)*COS(XL*C*FH(Y,0.))
A(3,1)=A(3,1)*SIN(XL*C*FH(Y,0.))
A(5,1)=0
A(7,1)=E*Y/YO/YO/2.*(C*Y+P*(1-Y/YO))*EXP(-C*Y)
A(9,1)=0
A(11,1)=E*Y/YO/YO/2.*(C*Y-P*(1-Y/YO))*EXP(C*Y)
GO TO 15
C
C CORPS DU PROGRAMME -DETERMINATION DES ACCROISSEMENTS DES FONC
C TIONS
13 L=0
KR=A(JV2,I-1)
KI=A(JV2+2,I-1)
XR=A(JV1+4,I)
XI=A(JV1+6,I)
YR=A(JV1+8,I)
YI=A(JV1+10,I)
Y=Y-I
50 X=X+L*HP
ARC=FH(Y,X)
E1=G2(-KI,KR,ARC)/2.
F1=G2(KR,KI,ARC)/2.
XK(L+5)=G1(E1,Y)*H
XK(L+7)=G1(F1,Y)*H
XK(L+9)=-G1(E1,-Y)*H
XK(L+11)=-G1(F1,-Y)*H
X=X-(1-L)*HP
Y=Y+(1-L)*H
ARC=FH(Y,X)

```



```

KR=G1(XR,-Y)+G1(YR, Y)
KI=G1(XI,-Y)+G1(YI, Y)
XK(L+1)=DU2(Y,X)*G2(KR,-KI,ARC)*HP*XL
XK(L+3)=DU2(Y,X)*G2(KI,KR,ARC)*HP*XL
L=L+1
GO TO (51,52),L
51 KR=A(JV1,1)+XK(1)
KI=A(JV1+2,1)+XK(3)
XR=A(JV2+4,1-1)+XK(5)
XI=A(JV2+6,1-1)+XK(7)
YR=A(JV2+8,1-1)+XK(9)
YI=A(JV2+10,1-1)+XK(11)
GO TO 50
C
C CALCUL DES FONCTIONS AUX NOEUDS DU RESEAU
C
52 DO 53 L=4,10, 2
JJ=L+JV2
53 A(JJ,1)=A(JJ,1-1)+(XK(L+1)+XK(L+2))/2.
A(JV2,1)=A(JV1,1)+(XK(1)+XK(2))/2.
A(JV2+2,1)=A(JV1+2,1)+(XK(3)+XK(4))/2.
15 CONTINUE
C
C ECRITURE DES RESULTATS
C
LL=IFIX(50*X+0.5)
IF(ABS(50*X-LL)-1.0E-05) 101,101,100
101 DO 102 L=2,4
Y=0.2*(L-1)
I=IFIX(Y/D+0.5)+1
KR=C*A(JV2+4,I)
KI=C*A(JV2+8,I)
YR=G1(KR,-Y)
YI=G1(KI,Y)
XR=YR-YI
YI=-YR-YI
KR=C*A(JV2+6,I)
KI=C*A(JV2+10,I)
XI=G1(KR,-Y)
YR=G1(KI,Y)
XI=XI-YR
YR=XI+2*YR
EKU=XR*XR+XI*XI
EKV=YR*YR+YI*YI
EK=EKU+EKV
LL1=1+1/(LL+1)
GO TO (1011,1010),LL1
1010 EKO(L-1)=EK
1011 EKR=EK/EKO(L-1)
102 WRITE(K'N1) X,XR,XI,YR,YI,EKU,EKV,EK,EKR
C
100 IF(ABS(X-0.3)-1.0E-05) 103,103,10
103 K=K+1
TO=(K-2)*0.2
CALL SSWTCH(0,L)
GO TO (105,104),L
104 IF(TO-0.9) 90,105,105
105 CALL EXIT
END

```


ECRITURE DES RESULTATS SUR LA MACHINE A ECRIRE

```

// JOB
// FOR RESPE
*NONPROCESS PROGRAM
*ONE WORD INTEGERS
*LIST SOURCE PROGRAM
*IOCS(CARD,DISK,TYPEWRITER)
  DEFINE FILE 1(1,22,U,N1),2(50,18,U,N1),3(50,18,U,N1)
  1,4(50,18,U,N1),5(50,18,U,N1),6(50,18,U,N1)
  READ(1'1) XM, EPS, REY, XL, C, YO, P, XLAMB, TO, H, HP
  WRITE(1,10)
  CALL DCMAE
  READ(3,8) KMIN, KMAX
1  FORMAT('ORR-SOMMERFELD SANS SECOND MEMBRE')
2  FORMAT('H'/F7.4/'HP'/F7.4)
3  FORMAT('PARAMETRES',5X,'VITESSE SUPPORT',3X,'M=',F3.1,'EPS=',F3.1/
  113X,'EQUATION',9X,'REYNOLDS=',E11.4,'L=',E14.7,'K=',F5.3/
  212X,'CONDITION INITIALE',3X,'Y CRITIQUE=',F3.1,'M=',F3.1,'LAMB=',
  3E4.2//)
4  FORMAT('T=',F6.4)
5  FORMAT(3E12.4,2X,F8.4)
7  FORMAT(3X,'EKU',9X,'EKV',10X,'EK',9X,'EK/EKO')
8  FORMAT(2I2)
9  FORMAT('INSTANT INITIAL',F5.4/)
10 FORMAT('TAPER KMIN ET KMAX EN 2I2')
  WRITE(1,1)
  WRITE(1,2) H,HP
  WRITE(1,3) XM, EPS, REY, XL, C, YO, P, XLAMB
  K=KMIN
20 N1=1
  TO=(K-2)*0.2
  WRITE(1,9) TO
  WRITE(1,7)
  DO 22 J=1,16
  DO 22 I=1,3
  READ(K'N1) X, XR, XI, YR, YI, EKV, EK, EKR
  II=1+1/I
  GO TO (22,21),II
21 WRITE(1,4) X
22 WRITE(1,5) EKV, EK, EKR
  IF(K-KMAX) 23,24,24
23 K=K+1
  GO TO 20
24 CALL EXIT
  END

```


C H A P I T R E I I

MONTAGE ET CONDITIONS EXPERIMENTALES

II.0. INTRODUCTION.

Nous nous proposons d'étudier la transition sur une plaque plane et lisse, placée à incidence nulle, dans un écoulement pulsé ou accessoirement permanent. Il va être nécessaire que le montage respecte les hypothèses tout en permettant d'obtenir ce stade de réorganisation, ou tout au moins son début dans les deux types de régimes. Cette nécessité va imposer un certain nombre d'impératifs.

Pour caractériser aussi bien l'évolution des zones d'instabilité que celle des taches turbulentes, nous en chercherons les effets sur la composante longitudinale de la vitesse, dont en conséquence, les valeurs moyennes et instantanées devront être accessibles à la mesure.

Enfin, divers types de sollicitations extérieures sur la zone transitoire ont une influence encore mal connue; dans l'impossibilité d'anihiler totalement leur effet, il va être nécessaire de préciser les conditions dans lesquelles seront conduites les expériences.

II.1. DESCRIPTION GENERALE DU MONTAGE.

II.1.1. Soufflerie

Des modifications mineures (cf II.1.3. et II.3.) ont été faites, pour l'étude projetée, à la soufflerie que BARATAUD (64) puis MARTIN (65) ont déjà utilisée. Celle-ci est du type Eiffel (figure II.1.A.) et dispose des organes classiques de telles souffleries :

Collecteur d'air muni de tamis (a), convergent de rapport de contraction 1/16 (b), veine d'expérience à section carrée (400x400mm) à l'entrée, légèrement croissante vers l'aval et longue de 1,20 mètres (c), groupe moto-ventilateur (d).

Elle comporte en outre un ensemble particulier constitué par le groupe pulsateur (e) et le caisson (f) disposé entre la chambre d'expérience et le ventilateur. Ces deux éléments donnent à la soufflerie la faculté de générer des écoulements non stationnaires périodiques.

- Groupe pulsateur.

Ce dispositif est formé par quatre volets rectangulaires interchangeable fixés à quatre arbres horizontaux placés à égale distance les uns des autres dans un plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement; une transmission à chaîne lie cinématiquement les arbres entre eux. Un moteur à courant triphasé entraîne le système par l'intermédiaire d'un variateur de vitesse à courroies permettant de modifier continuellement la fréquence de 7 à 60 Hz. Plusieurs jeux de volets, de largeurs différentes permettent une variation, par paliers, de l'amplitude des pulsations de vitesse.

- Caisson.

Le rôle de cet organe est très important; il permet, en effet, d'amortir les fluctuations de pression générées par le pulsateur et, par son effet capacitif, il assure une plus grande régularité du débit au niveau du ventilateur; l'effet éventuel de pompage de ce dernier est ainsi supprimé.

L'intérieur de cet étage tampon est tapissé de laine de verre; des chicanes favorisent les réflexions multiples des ondes, évitant ainsi leur retour vers la veine d'expérience.

Des écrans insonorisants sont disposés en amont et en aval de la soufflerie pour affaiblir le niveau des ondes acoustiques émises en écoulement pulsé; celui-ci reste cependant élevé.

II.1.2. Plaque plane.

La plaque choisie (140x38,5cm) possède un bord d'attaque en biseau d'angle 7° environ; elle est en polychlorure de vinyle rigide. Seule la face supérieure sert à l'étude; dans l'autre sont vissés, d'une part, un cadre en acier soudé assurant une grande rigidité à l'ensemble, d'autre part, des coupleurs rapides répartis tous les quatre centimètres sur l'axe médian de la plaque. Ces dispositifs constituent la partie inférieure de prises de pression statique qui débouchent à la partie supérieure par des orifices circulaires de 7/10mm de diamètre; ces appareils ont l'avantage de comporter une valve, assurant l'étanchéité entre les deux faces de la plaque lorsqu'ils ne sont pas utilisés et ne renferment alors qu'un faible volume de fluide mort.

Bien que le genre de matériau utilisé soit lisse par nature, la face supérieure a été polie pour améliorer les propriétés réfléchissantes utilisées lors des mesures de distances. Le principe de ces mesures nous a d'ailleurs conduit à contrôler la planéité du miroir ainsi formé en traçant quelques profils transversaux (fig. II.2.). On note ainsi que la plaque est légèrement creuse, mais que les flancs de ce creux font entre eux un angle obtus toujours compris entre 179 et 180 degrés.

II.1.3. Implantation dans la veine d'expérience.

Sur le cadre où est attachée la plaque viennent se visser trois pieds cylindriques de longueur continuellement réglable. Ils traversent le plancher de la veine d'études sans liaison mécanique avec celle-ci et relient ainsi la plaque à une autre table support (a) placée sous la chambre (figure II.1.B.).

Cette plateforme est montée sur deux piliers tubulaires (b) de 5m de haut et de 90mm de diamètre, ancrés à la partie inférieure dans un bloc de béton coulé dans la terre battue du sous-sol et isolé par du sable. Elle supporte en outre un portique (c) sur lequel est monté le système de positionnement des sondes de mesure. L'ensemble possède une fréquence propre de vibration d'environ 2Hz; les effets de résonance, en présence de l'écoulement pulsé de fréquence toujours supérieure, sont ainsi éliminés. La position de cet ensemble, mobile du fait de la grande longueur des poteaux est repérée à l'aide d'un micromètre; un système de contre-poids permet de ramener le tout, et en particulier la plaque, à une position donnée par rapport à la veine d'expérience quels que soient les efforts aérodynamiques exercés sur le montage.

Longitudinalement, le bord d'attaque de la plaque coïncide avec l'entrée de la chambre d'étude. Verticalement, le plan de la plaque occupe une position médiane dans celle-ci, telle que toute droite, perpendiculaire à l'axe longitudinal, soit horizontale (ce réglage est fait à l'aide d'un niveau à bulle). Au-dessus de l'arrière de la plaque et en dehors de la partie utile de la veine -puisque cette dernière est plus courte que la plaque- est placé un volet rectangulaire orientable (d) fixé au plafond. Il a pour effet essentiel, en créant une perte de charge consécutive à l'obturation, d'engendrer une surpression dans la partie supérieure de la chambre; au niveau du bord d'attaque, ceci se traduit par une légère aspiration préférentielle du fluide vers la moitié inférieure de la veine limitant le décollement et positionnant le point d'arrêt. Ce principe de fonctionnement est d'autant plus valable que les écoulements sur les faces supérieures et inférieures sont indépendants. Cette condition est réalisée si la plaque est en contact avec les parois latérales, mais, à cause des éventuelles vibrations de ces parois, on a cherché à éviter ce contact. Un jeu faible de l'ordre de 1mm a été réalisé par adjonction de bandes adhésives souples de polyuréthane expansé sur les bords de la plaque. Les deux impératifs sont ainsi conciliés et on verra plus loin (§II.4.2.) que le jeu peut s'avérer utile pour une autre raison.

II.2. DISPOSITIFS GENERAUX DE MESURE.

Les mesures de distance, pression, vitesse servent de base à ce travail; pour les réaliser sont mises en oeuvre des méthodes classiques que nous allons décrire ici. Les dispositifs liés à

des mesures particulières seront présentées en même temps que ces mesures dans les chapitres correspondants.

II.2.1. Mesure des distances.

Elles sont liées au dispositif servant à positionner l'élément sensible utilisé dans les expériences qui est une sonde anémométrique.

- Appareil porte sonde.

Il est constitué par un chariot mobile sur deux rails rectifiés dont le plan est orientable (fig. II.3.). Le mouvement longitudinal est repéré à 0,5mm près. Le chariot supporte une cale en forme de coin dont le déplacement réalisé par une vis micrométrique permet le positionnement vertical de la sonde (fig. II.4.). Un micromètre, solidaire du chariot et dont la touche sensible est liée au support de la sonde autorise la lecture des écarts entre deux positions avec une précision supérieure à 0,005mm.

- Mesure absolue des ordonnées.

Pour repérer la position de l'élément sensible par rapport à la plaque, on utilise un cathétomètre capable de détecter des écarts de 0,02mm.

Lorsque le fil chaud et la plaque sont à une distance de l'ordre de 0,2mm (conditions habituelles de mesure), on procède, d'une part à la visée d'une des pointes de la sonde, d'autre part à la visée de l'image qui en est donnée par la surface réfléchissante; la différence entre les deux lectures donne, avec une erreur que nous allons chiffrer, le double de la distance séparant la pointe de la paroi. Le principe de cette méthode suppose satisfaites un certain nombre de conditions. Pour

que cette mesure corresponde effectivement à l'ordonnée de l'élément sensible dans des axes liés à la plaque, il est en effet nécessaire que :

- a) La paroi réfléchissante soit perpendiculaire à la rampe du cathétomètre.
- b) La plaque constitue un miroir plan.
- c) Le fil chaud constituant l'élément sensible soit parallèle au plan de la plaque.
- d) La pointe visée et le fil soient à une même distance de la paroi.

Examinons ces conditions :

a) La première n'est pas vérifiée. Le bras du cathétomètre est vertical alors que la plaque possède une incidence par rapport au plan horizontal. La lecture sera, de ce fait, entachée d'une erreur systématique qui reste faible. En effet, l'angle d'incidence étant inférieur à 7 degrés, lorsque la pointe est à 0,2mm de la paroi on trouve un écart de 0,0015mm entre la lecture et la distance réelle.

b) La seconde condition n'est, on l'a vu (fig. II.2.), réalisée qu'approximativement. Va s'introduire une erreur angulaire due à la courbure de la surface, elle peut être négligée d'après ce qui vient d'être dit à propos de la condition (a). Par contre, le décalage de niveau entre la zone au-dessus de laquelle se trouve la sonde et le point de la paroi où se produit la réflexion du rayon issu de la pointe visée (cf figure II.2.) introduit une erreur Δy_1 par défaut (systématique) de l'ordre de 0,02mm - toujours dans les conditions habituelles de mesure-.

c) Un dispositif spécial a été conçu pour satisfaire cette condition. Sur une cale rectifiée, évidée dans sa partie centrale, longue de 40mm a été tendu un fil identique à celui de la sonde; cette cale est posée sur la plaque, à proximité du fil chaud, et positionnée perpendiculairement à l'axe longitudinal par un procédé optique. En superposant -par rotation de la sonde dans son logement- le fil sensible à celui de la cale on obtient un parallélisme correct puisque l'écart angulaire résiduel est inférieur à 1 degré. Cette opération est réalisée en regardant au cathétomètre l'image des fils donnée par un miroir placé à 45°degrés environ sur la plaque, ce qui permet une vision de face de l'ensemble.

d) Le fil chaud n'est pas visible depuis la lunette du cathétomètre car ce dernier est dans un plan perpendiculaire à l'axe longitudinal de la plaque. Or, il existe un écart non négligeable $\Delta y_2 = 0,08\text{mm}$ entre la partie visée de la sonde et le fil lui-même qui sera pris en considération pour la correction des mesures.

Compte tenu de ce qui vient d'être dit, on ajoutera, à la lecture brute faite à l'aide du cathétomètre, la quantité :

$$\Delta y_1 + \Delta y_2 = 0,1\text{mm}$$

On obtiendra alors l'ordonnée réelle du fil par rapport à la paroi avec une erreur aléatoire de mesure de 0,02mm liée à l'instrument utilisé.

II.2.2. Mesure des pressions.

Elles ont été faites, soit pour accéder à la connaissance des pressions statiques, soit pour déterminer des pressions d'arrêt, en écoulement permanent. Seules des valeurs moyennes ont

été recherchées et on a utilisé un micromanomètre différentiel capable, par construction, de déceler des variations de 0,01mm d'eau. Compte tenu des vibrations mécaniques engendrées par la proximité de la soufflerie l'erreur sur une mesure est supérieure à cette valeur puisque de l'ordre de 0,02mm d'eau.

II.2.3. Mesure des vitesses.

II.2.3.1. -Vitesse de l'écoulement potentiel en régime permanent.

Un tube de Pitot de 3,5mm de diamètre placé dans une section droite voisine de celle où est la sonde anémométrique à fil chaud est lié au chariot support. Il se déplace avec lui en gardant une ordonnée constante.

La précision sur la mesure de la vitesse de l'écoulement dépend du micromanomètre et de la stabilité des conditions d'ambiance (température en particulier). Dans la gamme 10m/s à 25 m/s elle a toujours été meilleure que 1%.

II.2.3.2. -Vitesse locale.

La sonde anémométrique à fil chaud de diamètre 5 microns(longueur de l'élément sensible 1mm) associée à une chaîne électronique maintenant constante la température du fil a été utilisée pour mesurer la composante u de la vitesse en un point donné, tant en écoulement permanent qu'en écoulement pulsé.

- Principe.

Il repose sur les résultats de recherches effectuées sur la convection thermique autour des fils fins. Poursuivant les études entreprises par KING (66) et RICHARDSON (67), GOSSE (68) a pu mettre en évidence trois lois de convection associées à trois domaines de variation du nombre de Reynolds (en écoulement

permanent). BARRIOL (69) s'est intéressé ensuite au comportement dynamique de ces fils en écoulement pulsé et a montré que les phénomènes de transfert instantané en régime pulsé suivaient sensiblement les mêmes lois qu'en régime permanent. Compte tenu du diamètre des fils et des vitesses pratiquées dans notre étude, le nombre de Reynolds reste toujours faible et la loi d'échange correspond alors soit à celle du premier domaine décrit par GOSSE (68) ($R_e < 6$) soit à celle du second ($6 < R_e < 40$).

La puissance électrique dissipée par le fil de résistance R plongé dans un écoulement de vitesse locale instantanée u suit alors la loi dite de KING :

$$\frac{v^2}{R} = a_0 + b_0 \sqrt{u} \quad \text{où } a_0 \text{ et } b_0 \text{ sont des paramètres liés aux caractéristiques géométriques et physiques du fil.}$$

- Anémomètre DISA type 55A01.

Le fil, chauffé à 220 degrés au-dessus de la température ambiante, forme l'un des bras d'un circuit en pont dont un autre est constitué par une résistance affichée préalablement. Une boucle à poursuite de zéro est formée en alimentant le pont par un amplificateur dont la tension d'entrée est contrôlée par le déséquilibre du pont. La résistance affichée fixe la température du fil, une fois connue la loi de variation de sa résistivité en fonction de la température; cette loi a été déterminée expérimentalement par BARATAUD (64).

L'appareil est équipé de deux voltmètres dont les indications respectives correspondent à la valeur moyenne de la tension aux bornes du pont et à la valeur efficace de ses fluctuations. Enfin, il est muni d'un système de filtres ajustables passe-haut et passe-bas ainsi que de deux sorties permettant

d'obtenir la tension du pont filtrée ou non. Des réglages internes permettent de modifier la bande passante du système qui, dans notre cas, s'étend de 0 à 5 KHz.

Pour passer des mesures de tension aux mesures de vitesse, il est nécessaire d'étalonner l'appareil, ce qui, dans certaines circonstances (écoulement pulsé), se traduit par une linéarisation de sa réponse. Cette dernière opération est rendue possible par l'emploi d'un linéariseur comprenant trois amplificateurs logarithmiques; une approche pas à pas de la linéarité s'effectue par modification du gain et de la courbure de la réponse des amplificateurs.

- Technique de mesure, précision.

Une dérive des indications données par la chaîne de mesure et dont l'origine n'a pu être localisée vient perturber la simplicité apparente de ces opérations. En écoulement permanent où la réponse n'est pas obligatoirement linéarisée, elle oblige à tracer une courbe d'étalonnage avant et après toute expérience d'une durée supérieure à deux heures. En écoulement pulsé on a constaté que la dérive ne modifiait que la pente de la droite réponse; la vitesse moyenne de l'écoulement potentiel étant maintenue constante au cours d'un même essai, il suffit donc de positionner le fil de temps à autre dans cet écoulement au cours de l'expérience pour supprimer les effets de la dérive.

La précision sur les valeurs des vitesses moyennes locales en écoulement permanent ou pulsé n'est ainsi conditionnée que par les erreurs de lecture, elle s'établit à

0,1m/s lorsque l'anémomètre est linéarisé et est comprise entre

0,1 et 0,4m/s (suivant les vitesses) lorsqu'il n'est pas linéarisé.

Compte est approximativement tenu dans ces indéterminations de l'effet des basses fréquences pour lesquelles l'intégration réalisée par le voltmètre de l'anémomètre est inopérante (celle-ci se faisant sur un temps limité de l'ordre de la seconde).

II.2.3.3. Valeurs efficaces.

La précision sur les valeurs moyennes quadratiques est de la même façon liée à l'erreur de lecture des tensions efficaces et à l'erreur due au temps limité d'intégration. Ce sont les seules origines lorsque l'anémomètre est linéarisé et on sait alors les chiffrer indépendamment.

La première est, en valeur relative voisine de 1%. La seconde peut être obtenue à partir de la théorie des fonctions aléatoires (70) puisqu'on sait déterminer, dans ce cas, l'erreur maximum de la fonction d'autocorrélation qui est justement la valeur moyenne quadratique. On a :

$$\frac{\overline{\Delta u'^2}}{\overline{u'^2}} = \sqrt{\frac{B}{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\mathcal{C} \cdot B}} \quad \text{où } 2\mathcal{C} \text{ est le temps d'intégration}$$

et B la largeur de spectre du signal.

En envisageant la valeur efficace $\sqrt{\overline{u'^2}}$, on trouve pour $2\mathcal{C} \approx 10\text{s}$ et $B \approx 150\text{ Hz}$

$$\frac{\sqrt{\overline{\Delta u'^2}}}{\sqrt{\overline{u'^2}}} \leq 0,02$$

D'où une précision finale de 3% dans ce cas.

Lorsque l'anémomètre n'est pas linéarisé, à cette erreur s'ajoute celle qui est liée à l'imprécision sur la pente de la courbe de réponse du fil au voisinage du point de mesure. En admettant que la loi dite de KING reste valable en toutes circonstances, il est facile de montrer que la valeur efficace rapportée à la vitesse moyenne locale peut s'écrire :

$$\sqrt{\frac{u'^2}{\bar{u}}} = \frac{4 v \cdot v_e}{v^2 - v_o^2} \quad \text{où } v \text{ est la tension moyenne locale}$$

v_o la tension moyenne à vitesse nulle

v_e la valeur efficace des fluctuations de tension.

L'erreur dépend alors de la vitesse locale.

Dans l'écoulement potentiel, où cette formule a été utilisée on obtient :

$$\frac{\Delta \left[\sqrt{u'^2 / u_\infty} \right]}{\sqrt{u'^2 / u_\infty}} < 0,07$$

Des mesures faites à des intervalles de temps rapprochés ont montré que cette estimation pouvait être considérée comme étant correcte mais la comparaison d'essais réalisés à trois mois d'intervalle semble indiquer que 10% à 15% serait un ordre de grandeur plus probable.

II.3. INFLUENCE DES DISPOSITIFS DE MESURE ET DE CONTROLE SUR LES CONDITIONS EXPERIMENTALES ET LES MESURES.

Essayons de recenser les perturbations susceptibles d'entraîner des modifications locales de l'écoulement. Elles peuvent être, par leur nature, grossièrement séparées en deux types :

- Perturbations dynamiques.

Il s'agit essentiellement d'oscillations dites parasites parce qu'elles ne constituent pas des paramètres propres de l'étude. Elles peuvent trouver leur origine dans les vibrations mécaniques des parois de la veine ou de la plaque elle-même, ou encore être provoquées par une résonance des cavités formées par les prises de pression statique.* Dans ce cas, elles sont effectivement présentes dans l'écoulement; elles contribuent ainsi à accroître l'intensité de turbulence et influent sur l'apparition des taches turbulentes comme on peut le déduire des travaux de SPANGLER et WELLS (26), CRIMINALE (51) ou VON SCHILZ (71). Si la sonde vibre, les vibrations résultantes auront un effet sur les mesures sans obligatoirement troubler l'écoulement réel.

Nous n'incluons pas les éventuelles oscillations de pression provoquées par les couches limites turbulentes des parois de la veine dans ces perturbations en raison essentiellement de leur nature aléatoire ne permettant pas de les particulariser.

- Perturbations statiques.

Elles sont provoquées, entre autres, par les éventuelles modifications locales du gradient de pression. Ces dernières sont liées, d'une manière générale, à des modifications de la section de passage de l'écoulement libre, conséquences soit

* Un calcul des fréquences de résonance de ces cavités, effectué à l'aide de la référence (72), montre que le premier pic se trouve vers 3900 Hz c'est-à-dire nettement au-delà des fréquences amplifiées suivant la théorie linéaire de la stabilité dans nos conditions expérimentales (cf. fig. III.5) ce qui permet d'éliminer dès maintenant cette source de perturbations.

d'épaississements ou de décollements non souhaités de couches limites des parois, soit du sillage du porte-sonde ou de la sonde elle-même (le mécanisme étant peut-être différent dans ce dernier cas).

Sont également classés dans cette rubrique les effets tridimensionnels liés à l'inhomogénéité éventuelle du module de vitesse de l'écoulement potentiel et à la contamination transversale de la turbulence à partir des bords de la plaque.

Nous essaierons de supprimer la cause, ou de réduire l'effet de ces différentes sources de perturbations, si la possibilité en est offerte.

II.3.1. Vibrations mécaniques.

Seules les vibrations de la sonde et de la plaque sont susceptibles d'être contrôlées puisque le montage a rendu ces deux éléments indépendants du reste de la soufflerie.

- Sonde.

Le choix du modèle présenté sur la figure II.5. a été fait après différents essais réalisés, en deux temps, de la manière suivante :

L'ensemble support était placé dans un écoulement permanent. Au cours d'une première expérience, aucun contact n'existait entre le support et le plafond de la veine, au cours d'une seconde, une liaison était créée. Une analyse harmonique des signaux anémométriques correspondants, effectuée à l'aide d'un appareil analogique dont la largeur de bande est proportionnelle à la fréquence f (elle vaut environ $0,1f$), permettait de constater une éventuelle différence imputable à l'entrée en résonance du support excité.

Le fonctionnement normal implique une liaison d'étanchéité au niveau du plafond; le modèle choisi est exempt de vibration détectable dans ces conditions.

- Plaque.

Le montage de la plaque, permet de s'affranchir des possibilités de résonance de l'ensemble support (cf §II.1.3.) mais n'empêche pas la plaque de vibrer (en flexion sur ses appuis par exemple). Effectivement, on a constaté que si une excitation était créée au niveau des pieds supports par une simple liaison avec le plancher on pouvait détecter trois fréquences propres de la plaque (7 Hz- 16,5 Hz- 50 Hz environ) simplement à l'aide d'un fil chaud placé au voisinage de la paroi. La composante à 16,5 Hz, de loin la plus importante, était encore sensible dans ces conditions à une distance $y=1,5\text{mm}$.

En l'absence de liaison au niveau du plancher, c'est-à-dire dans les conditions normales d'étude, le pic à 16,5 Hz apparaît tant que y reste inférieur à 0,35mm. Une tentative de réduction des amplitudes par adjonction de masselotes de plomb accrochées sous la plaque a montré qu'il n'était pas possible de supprimer totalement ce pic. Une configuration particulière de la répartition des masses permet d'amener vers 0,25-0,30mm la limite de détection de cette vibration, elle déplace légèrement la première fréquence (qui passe à 6,5 Hz) sans en réduire l'amplitude et est sans influence sur la fréquence 50 Hz.

La figure II6 où est tracée la contribution τ_f apportée à la valeur efficace des fluctuations de vitesse par les fréquences comprises entre f et $f + \Delta f$ ($\Delta f \approx 0,1f$) correspond au montage définitif. Elle montre la présence de la vibration à

16,5Hz. On constate, en particulier, qu'elle est encore détectable à l'ordonnée limite d'utilisation du fil chaud (environ 0,2mm). Notons que cette fréquence est en dehors de la gamme des ondes de Tollmien-Schlichting amplifiées, compte tenu des vitesses choisies.

II.3.2. Gradient de pression.

L'étude ultérieure nécessite un gradient de pression nul. Pour parvenir à ce but l'incidence de la plaque est réglable.

Il est apparu que les mesures envisagées nécessitant la présence de la sonde anémométrique dans la veine, il faut tracer la courbe $\bar{p}_s(x)$ donnant la pression statique dans une section droite en fonction de l'abscisse avec le dispositif complet de mesure dans la veine.

La figure II.7 montre que le porte sonde a une influence locale sur cette pression (en écoulement permanent). L'interaction étant surtout sensible, dans le cas présenté, entre 36cm et 56cm. Il est donc nécessaire que la sonde soit inclinée de façon que le fil chaud soit dans une zone faiblement perturbée. Le modèle adopté est tel que la projection sur le plan de la plaque de la distance entre l'axe du support et le fil chaud mesure 8cm (cf fig. II.5.). Une étude plus fine, réalisée dans ces conditions montre que les pointes de la sonde viennent perturber localement le gradient (fig. II.8) à un point tel que des variations de 1mm d'eau par cm ($U_\infty \approx 15\text{m/s}$) sont atteintes lorsque celles-ci touchent la paroi.

On vérifiera que ces anomalies, inhérentes à tout appareil de mesure de ce type, sont compatibles avec l'obtention d'un profil de BLASIUS en écoulement laminaire.

On peut constater également, sur la figure II.7 que la courbe $\bar{p}_s(x)$ a, pour les faibles abscisses, une concavité tournée vers la partie positive de l'axe des pressions. Il faut imputer cette anomalie au principe de fonctionnement du volet orientable. En effet, puisqu'à la sortie du convergent, l'écoulement est dévié vers la partie inférieure de la chambre d'expériences, il a tendance à décoller de la paroi supérieure avant de s'y recoller ensuite. Les modifications locales de la section de passage de l'écoulement potentiel, conséquences de ce phénomène, entraînent alors une perturbation concomitante du gradient. Cette explication a été vérifiée, a posteriori, en épaississant artificiellement la couche limite du plafond de la veine, à l'aide de rugosités artificielles ajoutées sur la paroi, à partir d'une zone précédant légèrement celle où était supposé se produire le recollement.

L'incidence étant à nouveau réglée, on peut noter (figure II. 9) que la courbe $\bar{p}_s(x)$ a une concavité moins grande que précédemment.

Ce contrôle de la couche limite a été conservé par la suite; la plaque plane a en outre toujours été ramenée (par l'intermédiaire du dispositif de rappel de l'ensemble support) au cours des expériences ultérieures, à l'incidence correspondant à la courbe de la figure II.9.

II.4. CONDITIONS EXPERIMENTALES DEFINITIVES.

Les types de perturbations qui viennent d'être envisagés sont les seuls qui aient pu être contrôlés. Pour les autres nous nous sommes, dans la mesure du possible, placés dans des conditions telles que leur intervention soit négligeable, ou bien nous avons simplement constaté leur existence.

II.4.1. Caractéristiques de fonctionnement dans la veine d'expérience.

La vitesse moyenne peut varier, de façon continue, par action sur le débit du ventilateur, de 4m/s à 30m/s en écoulement permanent. En écoulement pulsé, ces deux nombres liés à l'amplitude des pulsations et à la fréquence, sont diminués.

II.4.1.1. Profils des vitesses moyennes dans la veine.

Des mesures systématiques faites dans la section amont, milieu et aval ont permis de constater (cf ref.64) une grossière symétrie par rapport à un plan vertical coupant la veine en son milieu (dans le sens de la longueur), cette symétrie est légèrement mise en défaut pour la partie supérieure de la chambre mais les écarts constatés dans le noyau central de l'écoulement (tant qu'on reste à une soixantaine de mm d'une paroi) sont de l'ordre de 5% ce qui est faible.

II.4.1.2. Valeur efficace réduite.

Ce terme désigne pour nous la quantité

$$\tau = \sqrt{\overline{u'^2}} / U_{\infty}$$

tant en écoulement permanent qu'en écoulement pulsé et sera parfois appelé taux. Sa valeur, dans l'écoulement potentiel sera désignée par τ_{∞} .

MARTIN (65) a mesuré, en régime permanent, l'évolution de τ_{∞} en fonction de la vitesse et trouvé un minimum d'environ 0,4% pour 18m/s.

Pour notre part nous avons vérifié l'homogénéité spatiale de ce taux. La figure II.10 permet de constater, qu'aussi bien en l'absence de plaque, qu'avec une plaque il est constant trans-

versalement sur une largeur de 27cm, indépendamment de l'ordonnée. On note sur cette figure qu'au voisinage des parois une importante contribution est apportée par les couches limites turbulentes se développant sur ces dernières; l'écart de 0,05% entre les mesures faites sans plaque et avec une plaque est à suspecter, compte tenu de ce qui est dit au §II.2.3.3. (anémomètre non linéarisé). Notons que pour une même vitesse de 10m/s MARTIN (65) trouvait, en l'absence de plaque, 0,53% au milieu de la veine (ici 0,54%).

Il est important dans notre cas de savoir quelles fréquences apportent le plus de puissance et contribuent à accroître le niveau de turbulence.

Sur la figure II.11 est tracé le rapport τ_f/τ_∞ de la contribution τ_f apportée à la valeur efficace par les fréquences comprises entre f et $f + \Delta f$ ($\Delta f \approx 0,1f$ est connu avec peu de précision, c'est pourquoi le spectre de densité de puissance n'a pas été tracé pour ces essais comparatifs). On constate une unité de forme quelles que soient les valeurs des paramètres (ordonnée y et coordonnée transversale z). Une amélioration sensible a été apportée, du fait de la présence de la plaque en ce qui concerne les pics situés à 5,5Hz et 50Hz comme on en juge par comparaison avec la courbe obtenue en l'absence de plaque (en pointillés sur la figure).

II.4.1.3. Amplitude des pulsations en écoulement pulsé.

BARATAUD (64) a étudié l'évolution de cette amplitude en fonction des variables d'espace. Il a montré que :

- Dans une section droite de la veine elle gardait une valeur constante pourvu que le point de mesure soit distant d'au moins 50mm d'une paroi qu'elle que soit l'abscisse x .

- La forme du signal évolue avec l'amplitude du premier harmonique et est d'autant plus proche d'une sinusoïde que le taux est faible. Pour une largeur de volets constante l'amplitude varie avec l'abscisse et est d'autant plus grande qu'on est loin du groupe pulsateur. Nous avons également fait cette observation (cf. chap. IV) dont l'explication théorique a été donnée par MARTIN (65).

- Les signaux de vitesse sont en phase dans une même section tant que le point de mesure est à plus de 6mm d'une paroi, le déphasage maximum, sur toute la longueur de la veine est de l'ordre de 40 degrés, on peut noter, à ce propos, qu'une onde progressive se déplaçant, dans l'air (à 20°C) à la vitesse du son est déphasée d'environ 31 degrés par mètre à 30 Hz. L'hypothèse de l'écoulement en bloc n'est donc qu'approximativement vérifiée.

II.4.2. Choix de l'ordre de grandeur des variables de l'étude.

L'obtention d'un régime transitoire est subordonnée aux caractéristiques de fonctionnement de la veine d'expérience; les valeurs des variables doivent donc être choisies en conséquence.

- Vitesses moyennes.

ELDER (73), après CHARTERS (74), s'est intéressé à la contamination transversale; il a montré, qu'à partir des bords latéraux de plaques, elle se faisait suivant un angle d'environ 8 degrés, indépendant de la vitesse. En supposant que cette contamination s'amorce dès le bord d'attaque de la plaque, on est conduit à une longueur théorique utilisable de 142cm supérieure à la longueur pratique d'utilisation; celle-ci

est déterminée à partir de la courbe de répartition de la pression (fig. II.9.) et vaut 85 à 90cm. Le phénomène précédant est donc d'autant moins gênant ici, qu'une légère aspiration des couches limites latérales (observée expérimentalement) par le jeu laissé entre la plaque et les parois de la veine vient vraisemblablement le ralentir.

C'est donc uniquement la possibilité d'atteindre une transition avant l'abscisse 90cm qui va guider notre choix. VAN DRIEST et BLUMER (75) donnent une formule permettant de calculer le nombre de Reynolds de début de transition (Re_T) en fonction du taux de turbulence de l'écoulement potentiel. La figure II.12A montre la courbe correspondante; on y voit que pour un taux voisin de 0,5% le nombre de Reynolds est de l'ordre de $1,2 \cdot 10^6$ ce qui conduit à prendre des vitesses de l'ordre de 20 m/s en écoulement permanent. En régime pulsé le taux est toujours supérieur à 0,5%, l'observation du régime transitoire sera donc toujours possible avec cet ordre de grandeur de vitesse.

Nous avons choisi trois vitesses moyennes 15-18-21 mètres/seconde.

- Taux de pulsation.

Les expériences antérieures réalisées dans la soufflerie du laboratoire (64) (65) ayant montré qu'un signal pur demandait un taux faible nous nous contenterons d'imposer des taux de l'ordre de quelques pour cent, minimisant en plus ainsi les vibrations de parois.

- Fréquences.

Comme on l'a vu dans l'étude bibliographique, le paramètre essentiel influant sur la position du point de transi-

tion est l'amplitude des pulsations (32), (33), (34) la fréquence ne modifiant que la longueur de la zone transitoire. Puisque cette étude concerne principalement la naissance de la turbulence, nous maintiendrons la fréquence fixe à 30Hz, valeur suffisamment éloignée des fréquences de résonance de la plaque.

II.4.3. Mesures vérificatives.

On été tracés, en premier lieu, pour tester le montage des profils de vitesse dans la couche laminaire en écoulements permanent et pulsé. On constate, sur la figure II.13, où la variable réduite d'espace est définie par :

$$y^* = y/\delta_1 \quad (\delta_1: \text{épaisseur de déplacement})$$

que les points expérimentaux sont voisins du profil théorique de BLASIUS. Les perturbations statiques que nous n'avons pu corriger n'ont donc pas d'effet sur les valeurs moyennes de vitesse. Les pulsations, conformément à la théorie (27) à (31) et en accord avec les précédentes expériences (29), (30), (32) à (34) laissent inchangé le profil laminaire obtenu en régime permanent.

Nous avons ensuite déterminé le nombre de Reynolds de transition (Re_T) pour quelques valeurs du paramètre τ_∞ . L'abscisse servant à le définir est assez mal connue (estimée à ± 4 cm), dans notre cas elle tient compte du profil de vitesse qui est encore voisin du profil de BLASIUS à cette abscisse et de l'observation de la trace oscilloscopique donnée par le fil chaud qui montre l'existence des premières taches turbulentes. Sur la figure II.12B sont portés les points obtenus en écoulement pulsé. Les courbes données par MILLER et FEJER (33), (34) et OBREMSKI et FEJER (32) permettent de situer nos expériences par rapport aux leurs. (Nous avons considéré que l'essentiel de

de la valeur efficace réduite était apporté par la pulsation de vitesse pour pouvoir tracer ces courbes). On remarquera également que la formulation donnée par VAN DRIEST et BLUMER (73) ne semble pas convenir au régime pulsé.

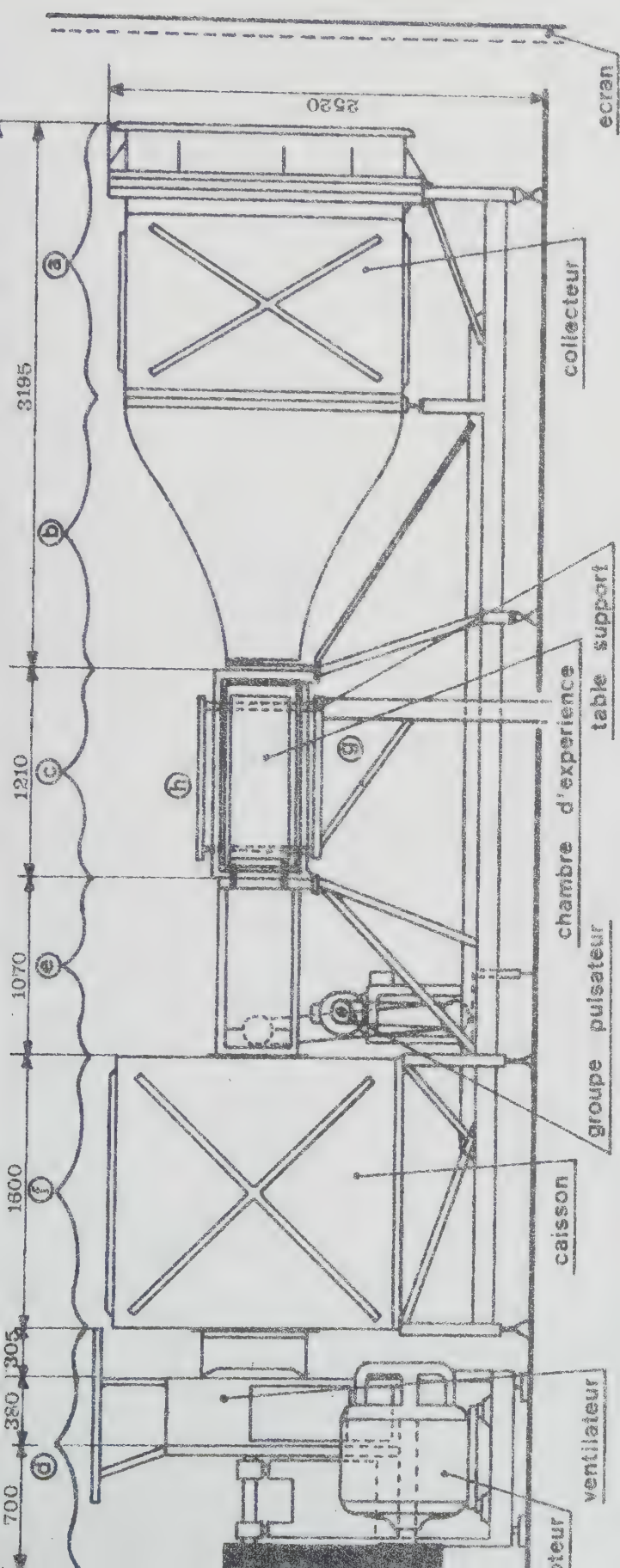
II.5. CONCLUSIONS.

Plus qu'une description du montage réalisé pour l'étude expérimentale, une connaissance de ses caractéristiques permet d'en apprécier les qualités et les défauts. Elle est également utile pour la comparaison avec les résultats d'autres expérimentateurs.

Bien que les appareils de mesure et les méthodes utilisées soient aujourd'hui classiques il était bon de les décrire. On a pu ainsi par une meilleure connaissance des limites de l'appareillage, soit améliorer la technique utilisée (mesure des distances), soit, plus simplement, définir la précision des mesures qui reste acceptable.

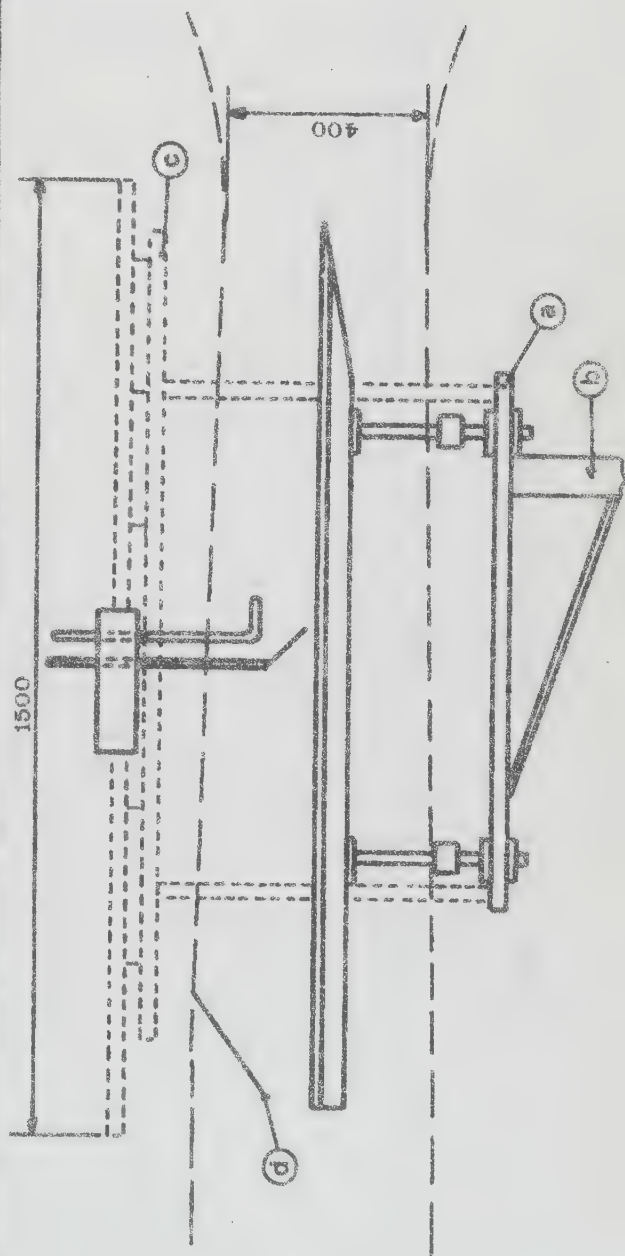
Une tentative de recensement des perturbations introduites par la soufflerie elle-même ou les éléments sensibles présents dans la veine, amène à préciser l'environnement expérimental. Elle contribue ainsi à une amélioration de ce dernier par la correction de certaines imperfections primitives du montage lui-même.

Comme la plupart des écoulements, celui qui sert de base à notre étude présente ses propres particularités; les mesures vérificatives réalisées permettent cependant l'obtention de résultats couramment admis.



(A) Soufflerie

echelle 1/10



(B) Détail du montage de la plaque

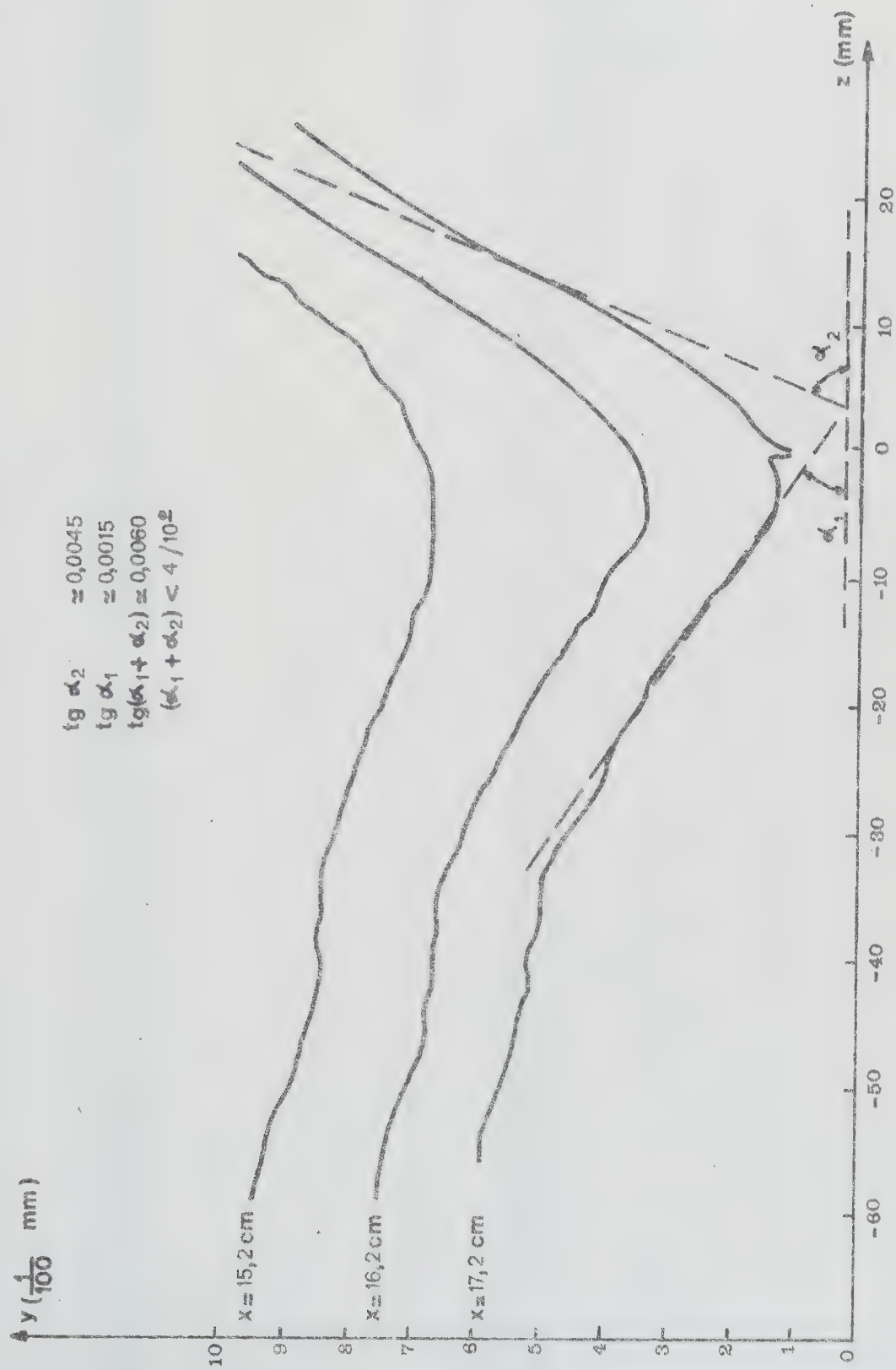


Figure II 2 Profils transversaux de la plaque

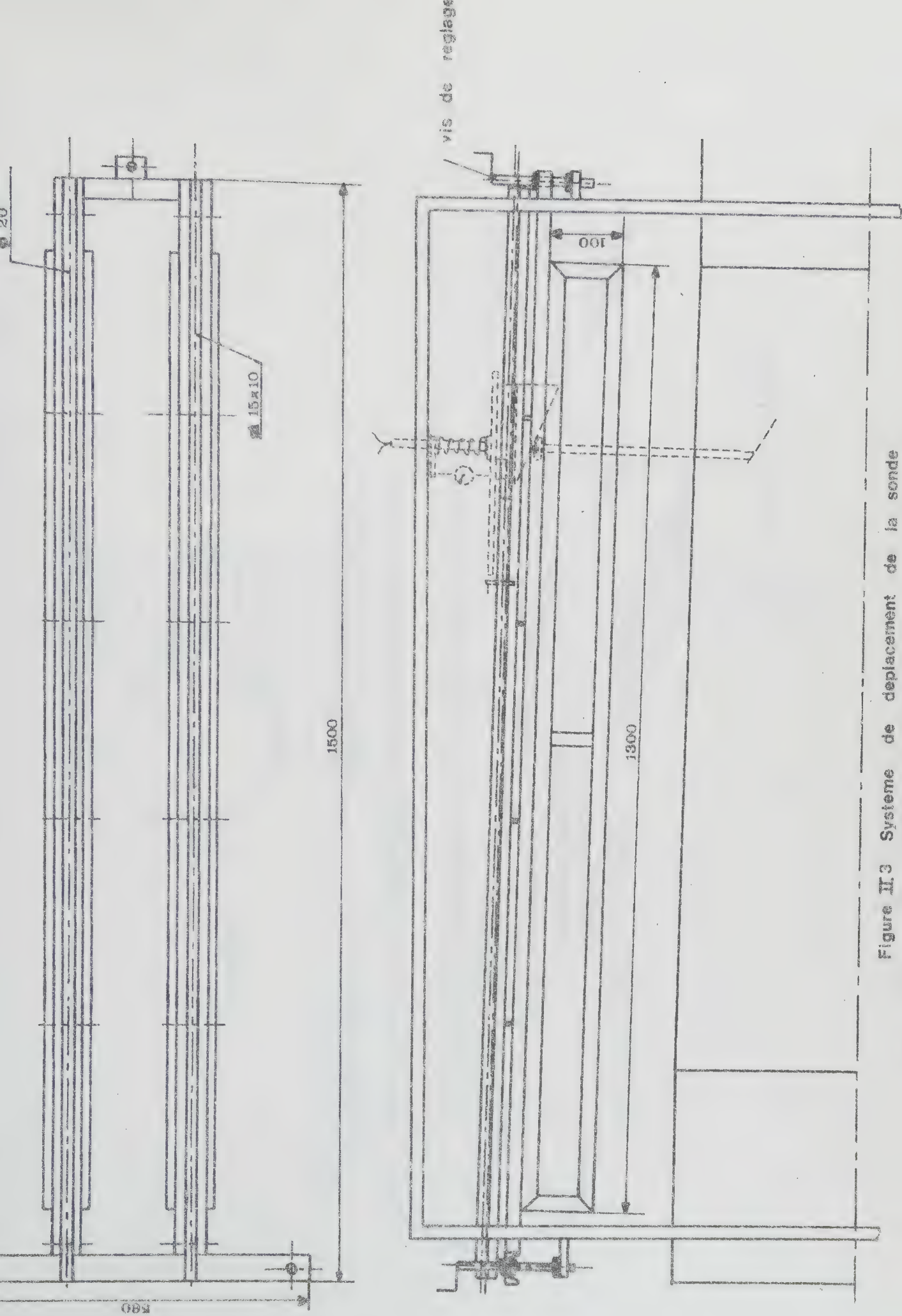


Figure II.3 Systeme de déplacement de la sonde

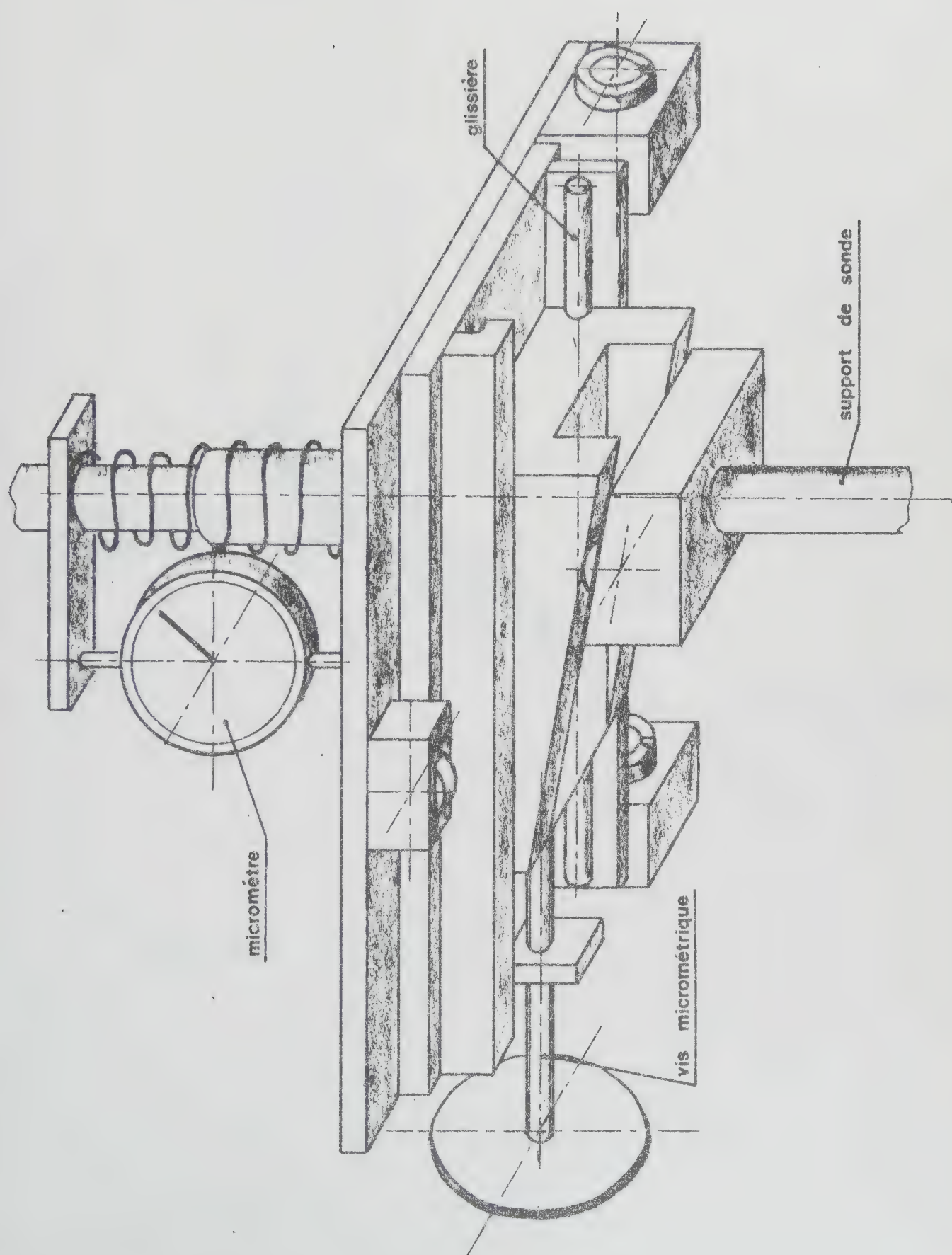


Figure II 4 Systéme de déplacement de la sonde

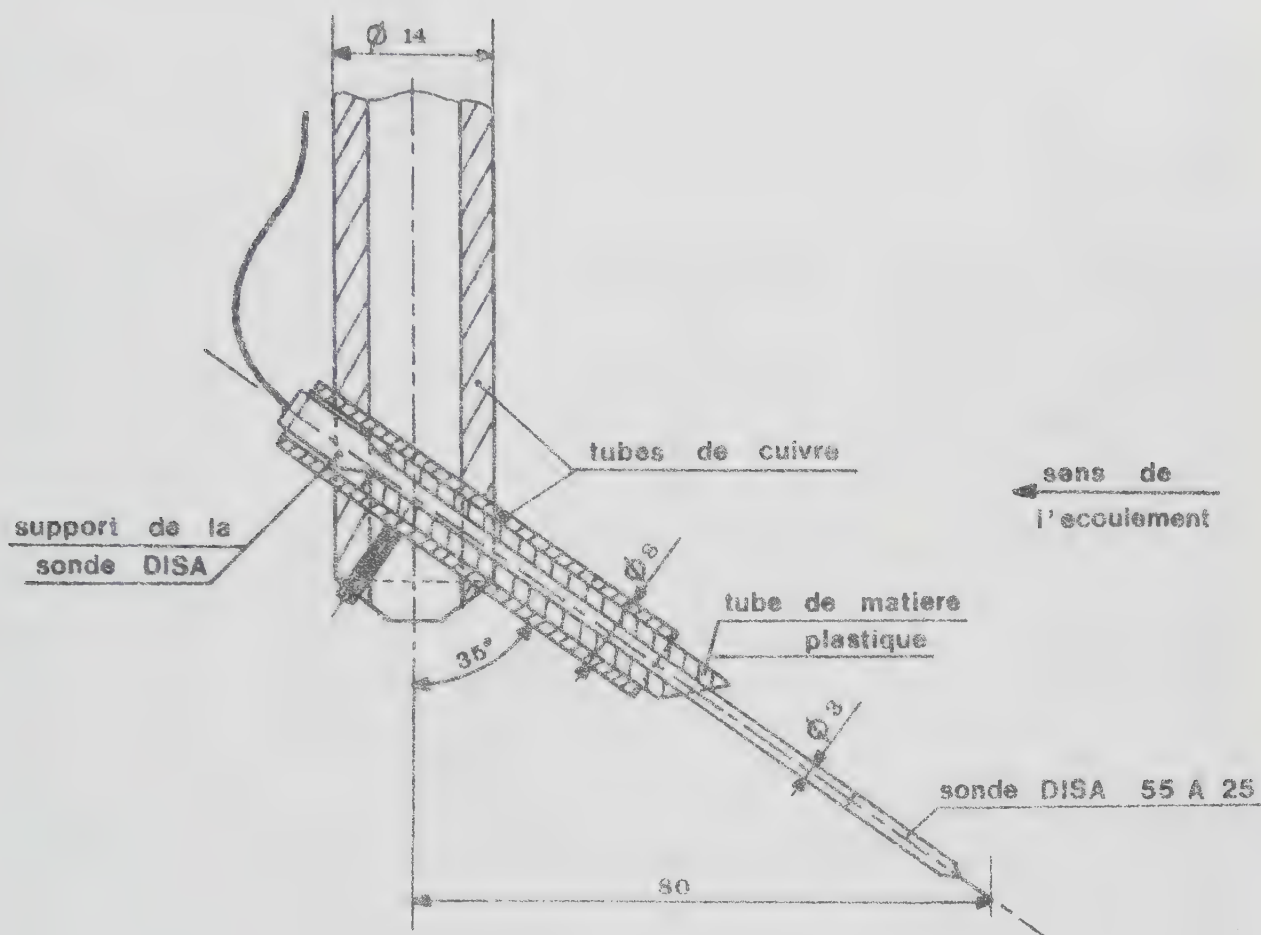


Figure II 5 Support de sonde

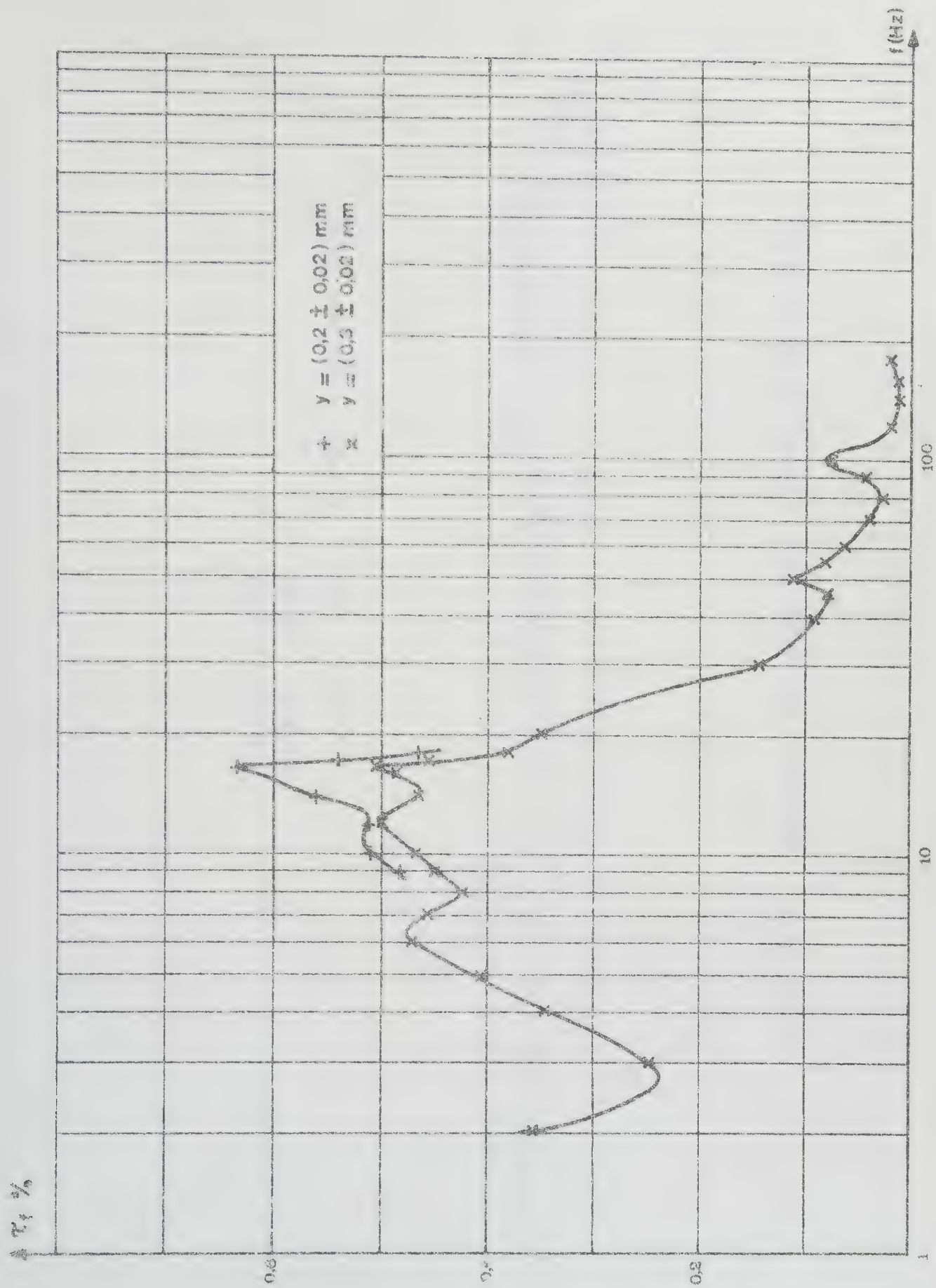


Figure II 6 Vibrations de la plaque

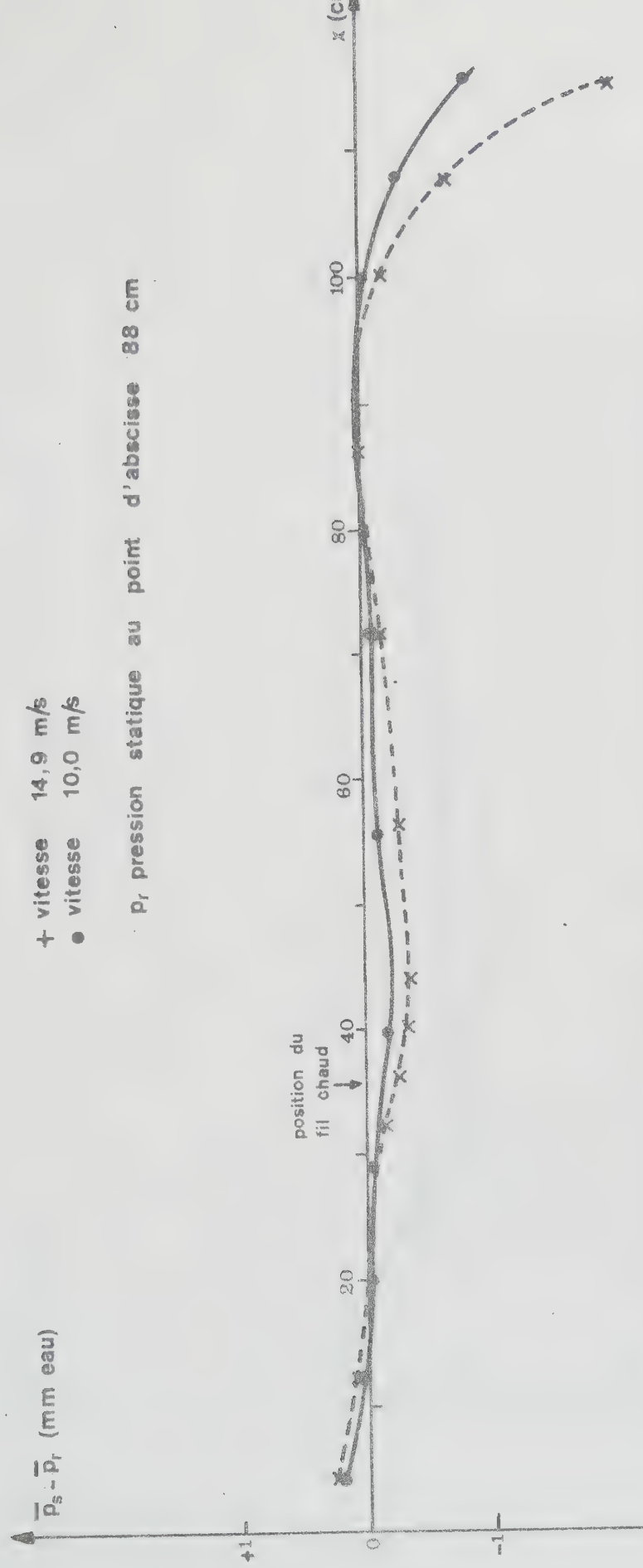


Figure II 7 Répartition de pression sans contrôle de couche limite

vitesse 14,9 m/s
 p_r pression statique au point d'abscisse 88 cm
 x pointe à 0,0 mm de la plaque
 • " " 1,0 " "
 + " " 5,0 " "
 v " " 10,0 " "
 Δ " " 22,0 " "

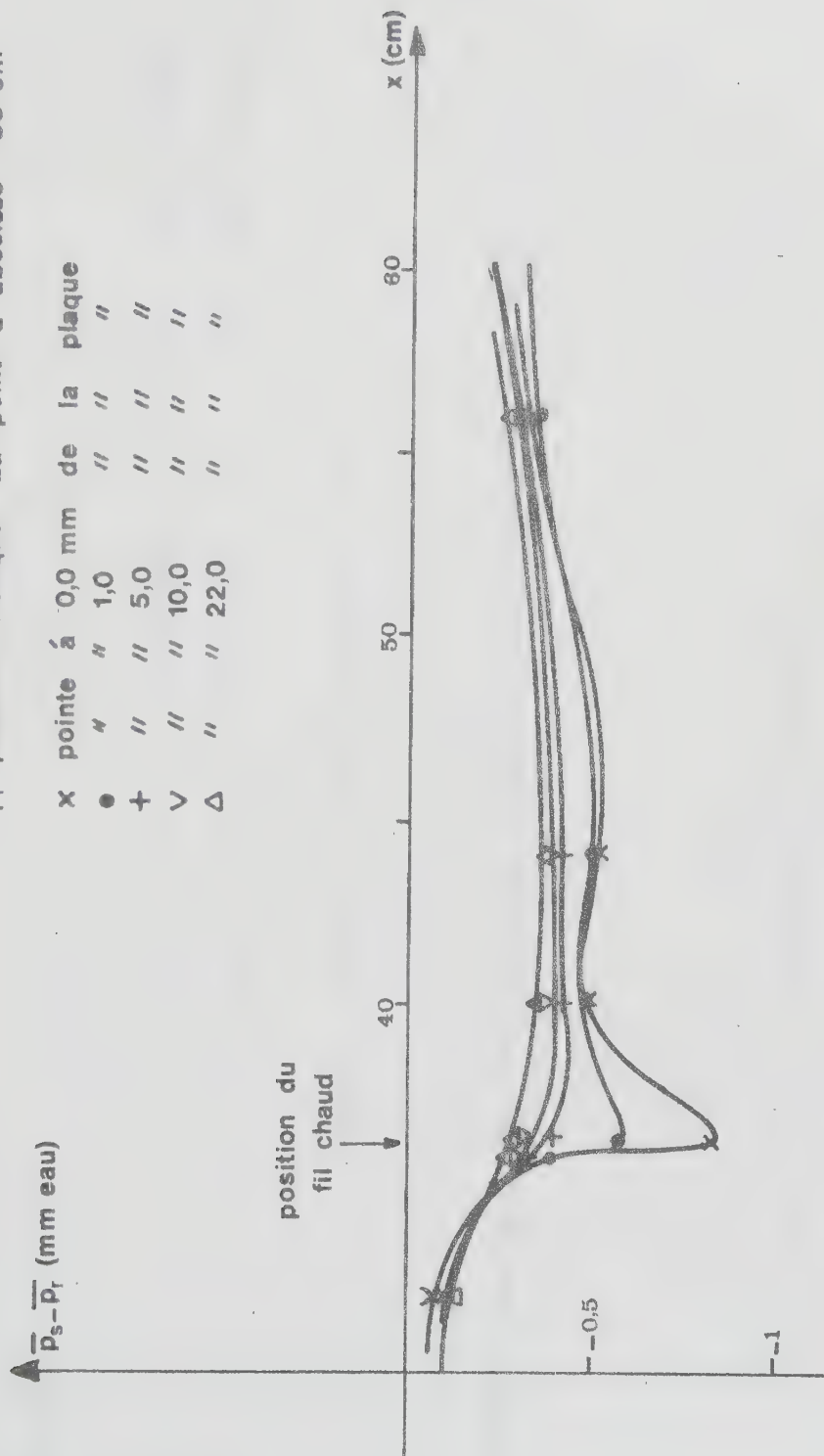


Figure II 8 Influence de la sonde sur le gradient de pression

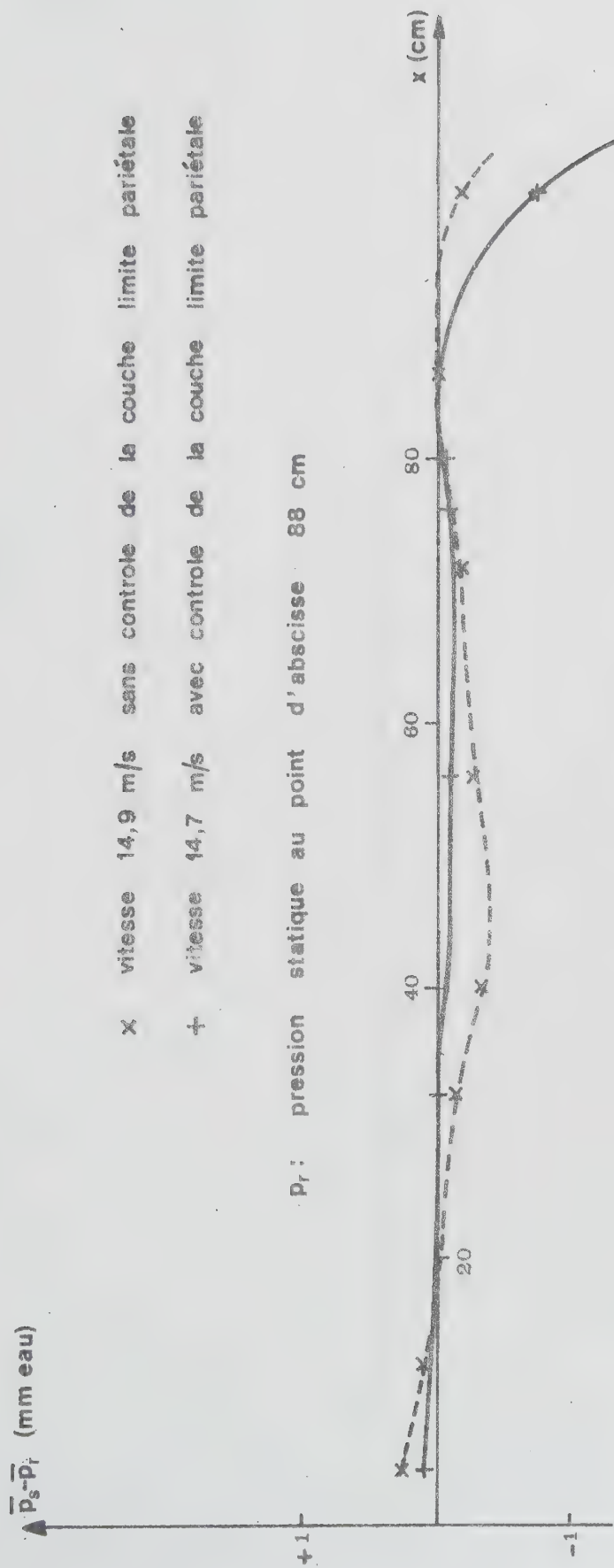


Figure II 9 Répartition de pression

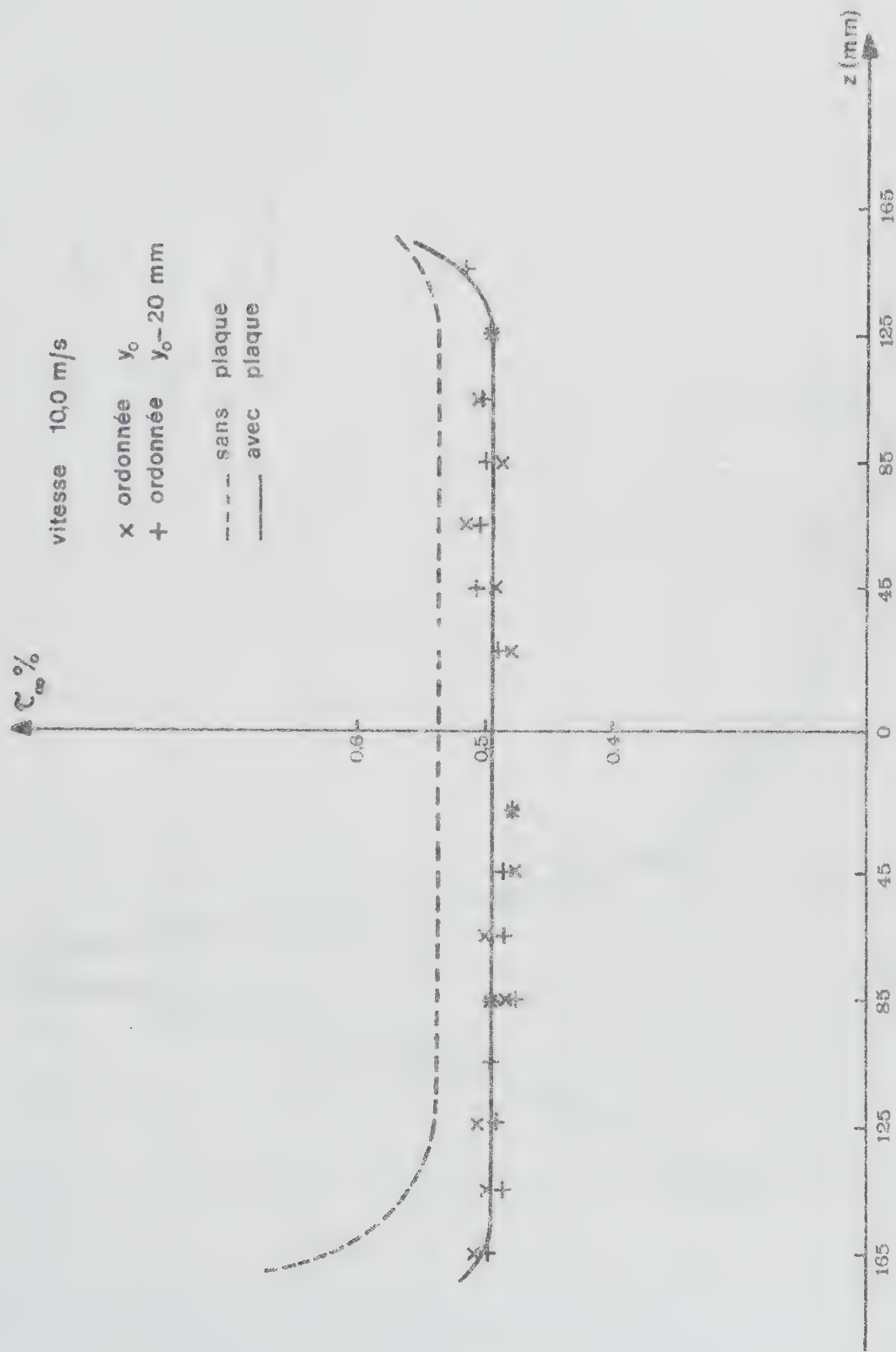


Figure II 10 Homogénéité de l'intensité de turbulence

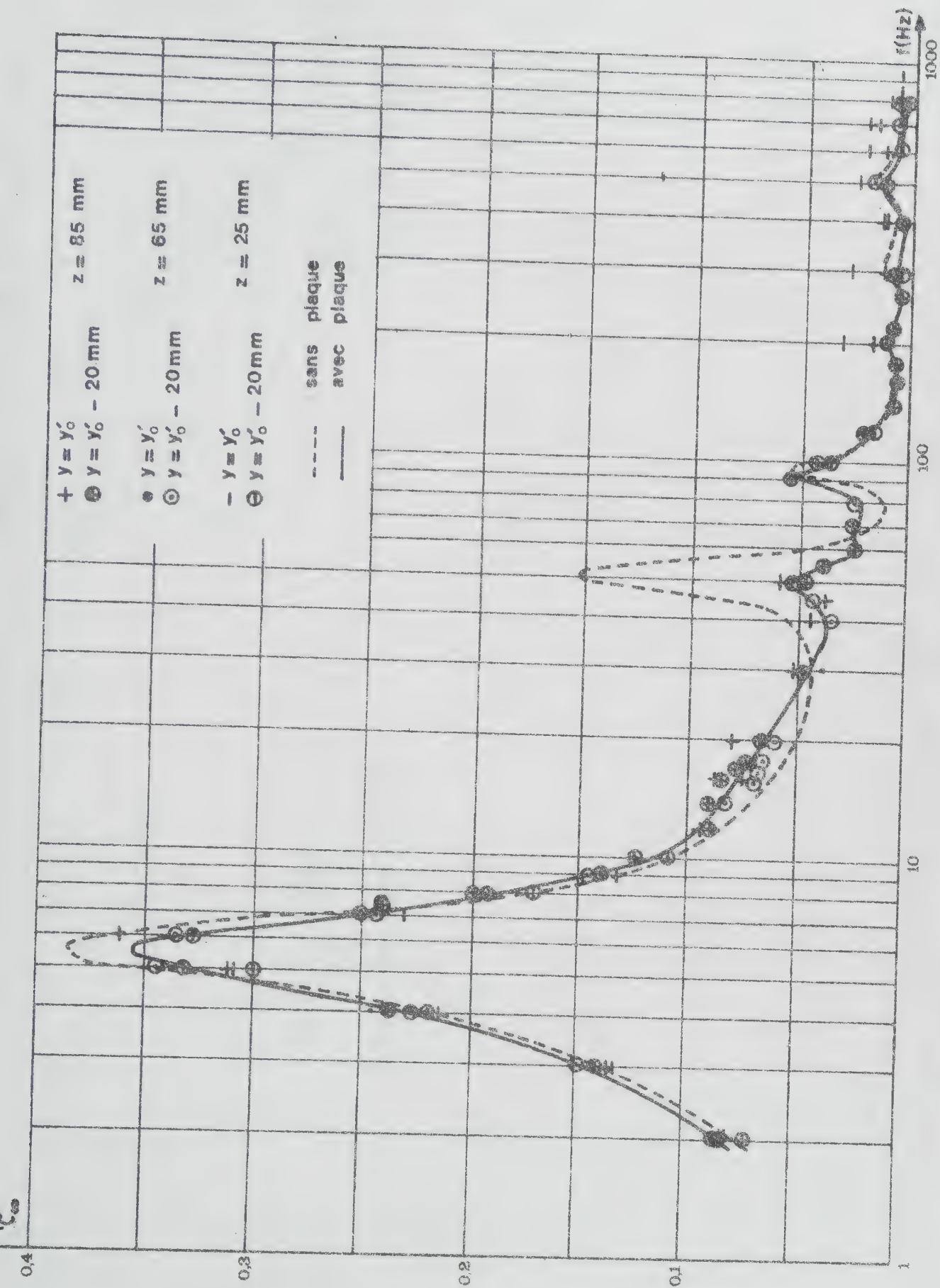


Figure II.11 : Analyse harmonique dans l'écoulement potentiel (régime permanent)

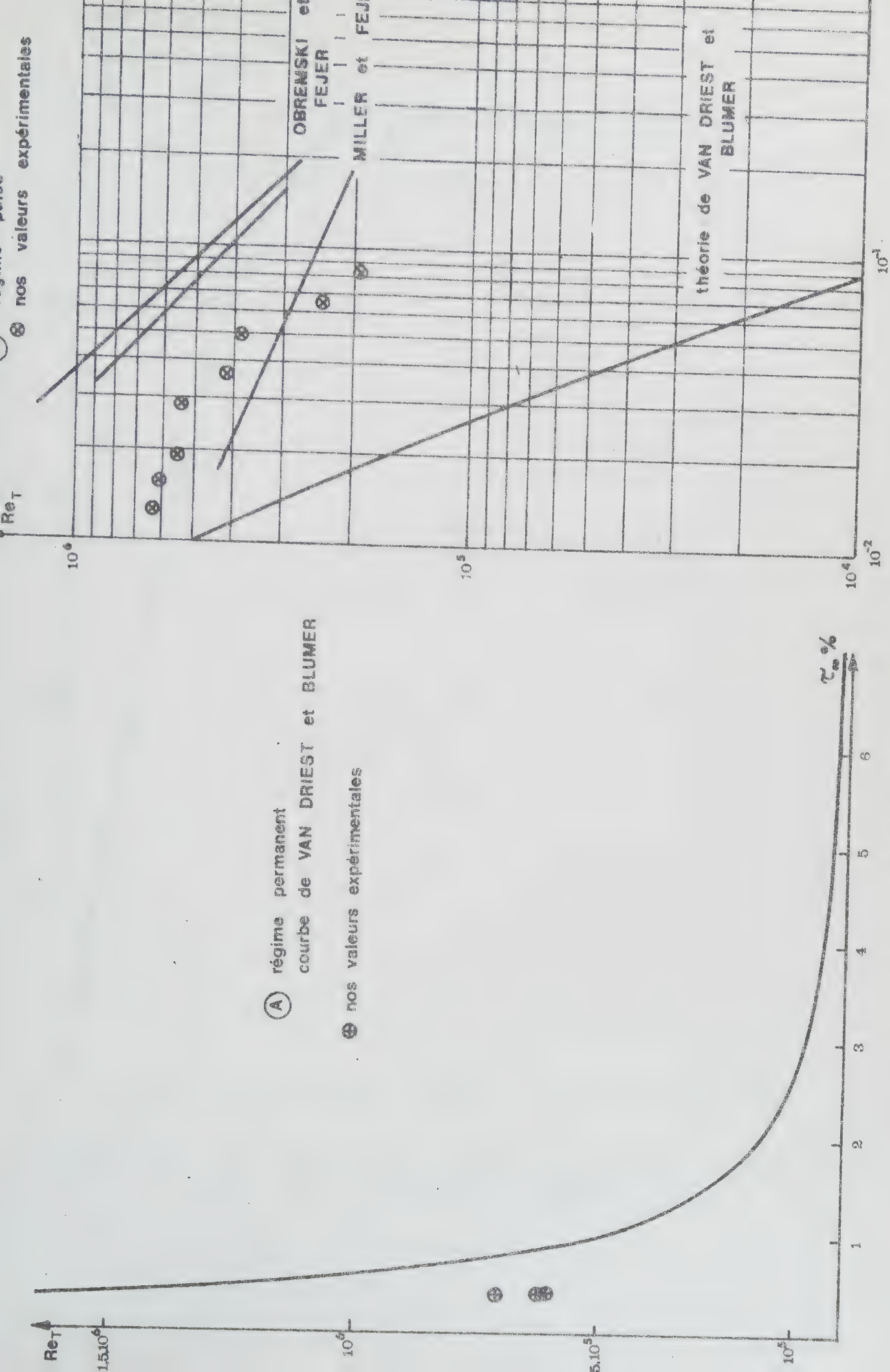


Figure II 12 Nombre de REYNOLDS de transition

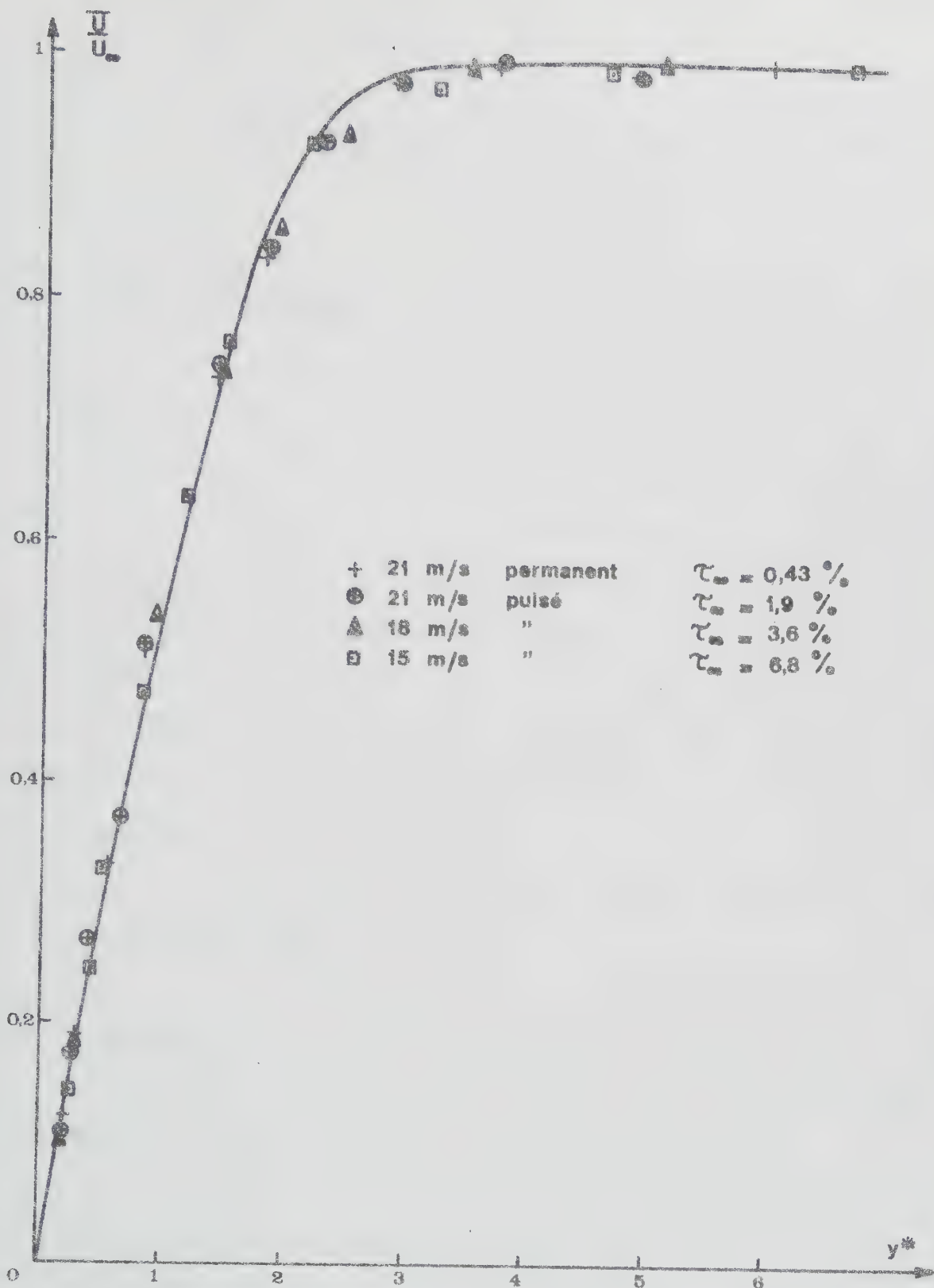


Figure II 13 Profil des vitesses moyennes dans la zone laminaire (en trait plein profil de Blasius)

C H A P I T R E I I I

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA ZONE PRETRANSITOIRE.

III.0. INTRODUCTION.

Convenons d'appeler zone prétransitoire, une région, fixe dans des axes liés à la paroi, où les caractères de l'écoulement moyen sont encore ceux de l'écoulement laminaire.

Cette définition appelle quelques commentaires. En régime permanent, certaines transitions contrôlées (cf. Introduction) montrent des modifications des profils de vitesse (liées à des phénomènes tridimensionnels), bien avant que ne s'amorce la dernière phase du processus de transition (11); pour ce type de configuration la définition précédente sera remplacée par la suivante :

La zone prétransitoire précède celle où débute la dernière phase transitoire.

En régime pulsé où le caractère bidimensionnel de l'écoulement est prononcé, la zone définie n'exclut la phase d'apparition des taches que dans la mesure où les premiers spots modifient le profil des vitesses moyennes.

Au vu des mesures antérieures (32) et des calculs effectués par les auteurs des références (36) et (52) ou par nous-même (cf chap. I) on peut s'attendre, en régime pulsé, à voir apparaître, dans cette zone, une succession périodique de phases instables. Des précisions sur ces instabilités et plus généralement sur la nature des oscillations de l'écoulement vont être cherchées par l'intermédiaire des spectres de den-

sité de puissance des fluctuations u' de la vitesse longitudinale.

Compte tenu de la fréquence choisie pour l'étude en écoulement pulsé (30 Hz) et des propriétés de périodicité du phénomène non stationnaire, l'appareil de mesure des spectres devra pouvoir séparer deux pics distants de 30 Hz, sa largeur de bande sera donc inférieure à $30/2=15\text{Hz}$ quelle que soit la fréquence d'observation. Cet impératif écarte l'emploi d'un appareil à largeur de bande proportionnelle à la fréquence et impose, pratiquement, l'utilisation d'une largeur fixe.

N'ayant pas à notre disposition un analyseur de cette nature mais bénéficiant de la proximité d'un ordinateur* équipé d'entrées analogiques nous avons été amené à réaliser une chaîne analogique numérique de mesure.

III.1. CHAINE DE MESURE.

Rappelons d'abord la définition et quelques propriétés de la fonction cherchée.

III.1.1. Rappels.

Le spectre de densité de puissance spectrale ($S(f)$) d'un signal du temps $g(t)$ est défini par

$$S(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left| \int_{-T}^{+T} g(t) e^{-2i\pi f t} dt \right|^2 \quad (\text{III},1)$$

Cette expression peut être considérée comme une extension du théorème de PARSEVAL (LANGE (76)) qui permet d'écrire :

$$\overline{g^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f) df \quad (\text{III},2)$$

* I.B.M. 1800.

Le physicien, pour qui une fréquence est une quantité positive préfère utiliser la quantité $W(f)$ définie par :

$$\overline{g^2} = \int_0^{+\infty} W(f) df$$

on a évidemment $W(f) = 2S(f)$ pour $f \geq 0$

Souvent sera envisagé le spectre normé, désigné par $F(f)$ dont la définition est

$$F(f) = \frac{W(f)}{\overline{g^2}} \quad f \geq 0$$

Le théorème de WIENER-KINCHINE montre enfin que le spectre $S(f)$ est également la transformée de FOURIER de la fonction d'autocorrélation du signal (Propriété III.3).

En conséquence, le spectre pourra être obtenu par trois voies différentes. Expérimentalement, les trois méthodes correspondantes vont plus ou moins bien vérifier ces définition et propriétés ce qui conduira à des erreurs de mesure. La méthode choisie ici s'appuie sur la définition (III,1). Elle s'appelle directe parce qu'elle nécessite, au départ, le calcul de la transformée de FOURIER du signal, par opposition à la méthode indirecte qui utilise, comme étape intermédiaire, la fonction d'autocorrélation.

III.1.2. Description de la chaîne.

Un ordinateur ne peut travailler que sur une suite discrète de nombres; le calcul numérique (i)* de l'intégrale de la formule (III,1) n'est donc envisageable qu'après

* Les lettres repèrent les fonctions schématisées sur la figure III.1.

une étape intermédiaire de stockage (h) suivant l'acquisition (g) des données servant au calcul et constituées, ici, par un échantillonnage (f) des valeurs prises par la fonction à des intervalles fixes de temps $T_e = \frac{1}{f_e}$. Cet échantillonnage nécessite la conversion analogique-digitale (e) du signal à une fréquence f_e connue.

Une interface analogique est nécessaire pour :

(d) Mettre le signal sous une forme compatible avec son traitement (cf III.1.5.2.), (c) raccorder l'anémomètre à l'entrée analogique de l'ordinateur, (b) adapter le niveau des fluctuations à celui de l'entrée analogique ($\pm 5V$), (a) éliminer la tension continue du pont anémométrique.

La réalisation de la partie analogique est assez simple, celle de la partie digitale qui fait appel à une importante programmation est plus complexe.

III.1.3. Partie analogique.

Un filtre passe-haut réalise la première opération (a) destinée à centrer les fluctuations de tension du pont. Un premier type constitué d'un "moyenneur" (l'intégration étant faite pendant une durée supérieure à 10s) dont le signal résultant est soustrait du signal total a d'abord été utilisé seul. Il a donné satisfaction en écoulement pulsé. En écoulement permanent, les fluctuations de plus grande amplitude apparaissent à des fréquences nettement inférieures à 30 Hz (fréquence artificielle de pulsation); ainsi le signal n'était pas toujours centré pendant le temps d'observation, c'est pourquoi on a ajouté, en série avec le précédent, un second filtre, de type classique à résistance et capacité, coupant vers 1Hz, ce qui permet, en ou-

tre, de travailler avec des coefficients d'amplification plus élevé sans risque de saturation (cf §III.1.5.1.) de l'entrée de l'ordinateur.

Après ce filtrage, le signal passe dans un amplificateur à gain réglable par paliers (1,02-2,04-5,10-10,20), puis est envoyé, par l'intermédiaire d'un câble bifilaire blindé, long de 100 mètres environ, sur un filtre passe-bas. Le blindage du câble est porté au potentiel de l'entrée haute de l'ordinateur, tandis que la masse des appareils de mesure -anémomètre en particulier- est donnée par l'entrée basse de celui-là.

Le filtre R,C d'entrée est destiné, d'une part à supprimer le bruit propre de l'anémomètre et celui (provenant de l'environnement) éventuellement recueilli dans la ligne, d'autre part à respecter des conditions imposées par la valeur de la fréquence d'échantillonnage (cf §III.1.5.2.). Deux fréquences de coupure sont disponibles 1000Hz et 2000Hz environ.

Après ce conditionnement, le signal est envoyé au convertisseur analogique- numérique de l'ordinateur. Il convertit ici, sur 11 "digits" binaires en un temps de 36 μ s (constructeur); l'échantillonneur constitué est de type bloqueur. La fréquence d'échantillonnage (f_e) est fournie extérieurement par un oscillateur à quartz. Elle est réglable par bonds suivant des puissances de 2 (de 512Hz à 8.192Hz), pour des raisons de commodité liées au programme de traitement. Ces fréquences sont connues avec une précision relative de 10^{-6} .

III.1.4. Partie programmée.

Le schéma synoptique de la figure III.1. distingue quatre fonctions à réaliser par programmation, à savoir : acquisition, stockage, traitement, sortie des résultats. En fait, pour qu'il n'y ait aucune perte d'information, acquisition et stockage doivent être simultanés, un seul programme regroupera ces deux opérations; par contre, pour des raisons d'encombrement de la mémoire centrale, le traitement a dû être découpé en deux parties; la possibilité de liaison directe entre l'acquisition et le traitement, évoquée en pointillés sur la figure, n'est là que pour principe, le temps nécessaire au traitement est trop important ici pour qu'elle puisse être mise en oeuvre. La sortie des résultats est divisée en deux pour des raisons de gain de temps.

Décrivons brièvement les deux ensembles essentiels; il sera possible de trouver plus de détails (organigrammes et procédures) dans la référence (78).

III.1.4.1. Acquisition rapide et stockage des données.

Après numérisation, les données sont entrées directement (sans recours à l'unité de traitement de l'ordinateur) en mémoire rapide, et rangées dans des tables de 320 éléments. Quand une table est remplie un ordre d'interruption provoque le démarrage de la partie relative au transfert sur disque magnétique qui s'exécute pendant qu'une nouvelle table se remplit. Pratiquement, l'exécution du transfert nécessite une fois sur huit- la raison en incombe au principe du rangement sur le disque magnétique- un temps qui peut, compte tenu des performances souhaitées, devenir supérieur au temps de remplissage d'une table. On a donc été amené à utiliser une troisième table servant de tampon.

III.1.4.2. Traitement.

C'est un programme de transformation rapide de FOURIER, écrit par GHEZ (79) qui, modifié par nos soins, est utilisé pour le traitement.

Il met en oeuvre les conclusions de cet auteur relatives à la recherche d'un algorithme rapide s'appuyant sur le fait que le nombre N de points utilisés pour un calcul est une puissance de deux. Originellement, il permettait de calculer la transformation d'une fonction complexe discrétisée; le signal donné étant réel, il fut possible de réduire la place occupée par les variables de travail en mémoire centrale et d'augmenter, ainsi, le nombre de valeurs traitées. Les modifications réalisées ont permis de multiplier par huit le nombre primitif mais ont corrélativement légèrement augmenté le temps d'exécution.

Le calcul donne, dans un premier temps, la transformée sous la forme de N valeurs discrètes également réparties sur l'axe des fréquences; puisqu'ici, la fonction de départ est réelle seules $N/2$ valeurs réparties sur le demi-axe positif sont utiles à cause des propriétés de symétrie de la transformation de FOURIER (cf réf 80). Connaissant cette transformée élémentaire il est facile de calculer son module (spectre élémentaire).

Le spectre définitif est le résultat de l'accumulation de q_s spectres élémentaires; on peut montrer (78) et (80) qu'on obtient, de cette façon, un spectre apparent qui reste, sauf au voisinage d'éventuels pics, voisin du spectre réel.

Lorsque les q_s calculs sont terminés, les résultats sont écrits sur le disque magnétique et un nouveau cycle acquisition-traitement peut être démarré. On a aussi la possibilité

théorique de stocker les résultats de dix essais qui peuvent être relus et imprimés ultérieurement.

III.1.5. Tests et performances de la chaîne de mesure.

III.1.5.1. Tests.

On a vérifié le programme d'acquisition et de transfert, l'interface, puis l'ensemble de la chaîne.

- Programme d'acquisition et de transfert.

L'attention fut surtout portée sur la restitution des informations. Un mauvais fonctionnement de ce point de vue peut avoir deux origines; ou bien le convertisseur analogique-digital n'est pas capable de suivre la fréquence f_e , ou bien le transfert sur le disque est trop lent par rapport à cette fréquence. On a constaté, expérimentalement, que c'est la vitesse de transfert qui limite les performances.

Dans le cas où aucune anomalie n'était signalée par les programmes de détection d'erreurs de l'ordinateur, on a testé la transmission des données par l'intermédiaire d'un programme de lecture et de traçage des courbes correspondant à l'échantillonnage d'une sinusoïde. On a constaté ainsi que la fréquence maximale se situait vers 6500 Hz, la continuité étant respectée en deçà de cette fréquence.

- Interface.

La courbe de réponse (en tension) de l'ensemble analogique précédant l'entrée de l'ordinateur a été tracée entre 20 Hz et 2000 Hz; lorsque le filtre passe-bas d'entrée est sur la position 1 KHz (conditions les plus courantes) on a mesuré, pour une tension (sinusoïdale) d'entrée constante, une tension de sortie également constante entre 20 Hz et 600 Hz, à partir de cette fréquence la décroissance du rapport est sensible, ce dernier atteint 0,7 vers 1200 Hz.

- Ensemble de la chaîne.

Une sinusoïde $g(t)$ de fréquence 125 Hz environ a été analysée à partir d'un échantillonnage, à la fréquence $f_e = 4096$ Hz, de $N=32$ points. Une mesure analogique de l'amplitude de la sinusoïde a donné :

$$(0,48 \pm 0,02) \text{ volt}$$

d'où $\overline{g^2} = 0,115 \text{ (volt)}^2$

A l'aide de la chaîne, on a trouvé :

$$\overline{g^2} \approx W(128) \frac{f_e}{N} \approx 0,114 \text{ (volt)}^2$$

En prenant 64 points pour caractériser $g(t)$, on trouve :

$$\overline{g^2} \approx (W(64) + W(128) + W(192)) \frac{f_e}{N} \approx 0,113 \text{ (volt)}^2$$

Compte tenu de la précision avec laquelle est connue l'amplitude, ce test n'apporte pas de renseignements sur le codage au niveau du convertisseur; il constitue simplement une vérification de l'écriture des programmes de traitement qui s'avèrent donc corrects au vu de ces résultats.

Des expériences d'application ont montré qu'il existait souvent un écart entre la valeur de $\overline{g^2}$, mesurée analogiquement à l'aide du voltmètre thermique DISA et celle déduite de la mesure digitale réalisée par la chaîne. Cette dernière est, la plupart du temps, supérieure à l'autre et le coefficient d'amplification du début de chaîne doit posséder la valeur la plus élevée possible pour diminuer l'écart^{*}. Du fait de la variation par paliers

* Une expérience, consistant en la discrétisation de la somme formée par une tension continue, une tension sinusoïdale (10 et 20 Hz) une tension triangulaire (200 Hz) a montré que N points successifs n'étaient pas obligatoirement centrés; ce fait confirme l'important rôle des basses fréquences dans les mesures de valeurs moyennes et montre que les écarts constatés sont, au moins en partie, le résultat des filtrages différents (vers les faibles fréquences) opérés par les deux types d'appareils.

étalonnés de ce coefficient la marge de sécurité destinée à éviter la saturation de l'entrée analogique (± 5 volts) ne sera pas la même pour tous les essais. Le gain de l'amplificateur est choisi en considérant que l'amplitude d'une sinusoïde possédant une valeur efficace $\sqrt{\frac{1}{2}}$, identique à celle du signal analysé, atteindrait un niveau compris entre 1 et 2,5V.

Dans le calcul du spectre réduit $F(f)$, c'est toujours la valeur calculée de la puissance moyenne qui est prise en compte.

III.1.5.2. Performances.

Résumons les possibilités actuelles de la chaîne de mesure.

- Fréquence d'échantillonnage.

Par construction elle varie suivant les puissances de 2 de 512Hz à 4096Hz, la limite supérieure étant imposée par les caractéristiques du programme d'acquisition et de stockage.

- Fréquences maximales d'analyse.

Compte tenu du théorème de SHANNON (cf (80), (81)) ces dernières sont égales à la moitié des fréquences d'échantillonnage, elles croissent donc, suivant les puissances de 2 de 256 Hz à 2048 Hz.

- Nombre de points utilisés pour le calcul.

Un spectre élémentaire est calculé à l'aide d'un nombre $N=2^{n_1}$ points dont la valeur maximale est limitée à 256; le calcul peut être répété jusqu'à 200 fois (51 200 valeurs au maximum) couramment la transformation est faite 50 fois.

- Nombre de points définissant le spectre.

Deux points voisins sont séparés par un intervalle fréquentiel égal à $\frac{1}{q_s}$ soit $\frac{f_e}{N}$. Ceci nous a conduit, compte tenu de l'ordre de grandeur de la bande passante définie au §III.0. à choisir f_e et N pour que :

$$\frac{f_e}{N} < 15 \text{ Hz}$$

On sera parfois amenés à faire une légère entorse à cette condition lorsqu'on prendra $f_e = 4096 \text{ Hz}$ puisqu'alors on ne pourra obtenir des points que tous les 16 Hz.

- Temps d'obtention d'un spectre.

Ce temps est lié, au nombre de points N utilisés pour le calcul élémentaire, au nombre total (Nq_s) de valeurs utilisées, à l'ordinateur et, à un degré moindre dans notre cas, à la fréquence d'échantillonnage.

On peut montrer (78) que, pour un ordinateur donné, on a intérêt à préférer la méthode directe à la méthode indirecte dès que N dépasse la valeur 32. Ici, pour $q_s=100$, on a chronométré un temps de calcul de 51 minutes, auquel il conviendrait d'ajouter le temps d'acquisition s'il n'était négligeable devant ce dernier (de l'ordre de quelques dizaines de secondes dans les conditions normales d'utilisation).

III.1.6. Précision des résultats.

Les approximations faites pour pouvoir calculer la formule (III.1.) à partir de données expérimentales sont, pour une grande part, liées à l'impossibilité de travailler sur des temps infinis. On peut distinguer, en tant que causes de l'imprécision finale :

- a) Le temps limité d'observation dans le calcul de la transformée élémentaire.

On peut montrer que cette nécessité liée à l'obtention expérimentale implique la convolution du spectre vrai par une fonction appelée fenêtre spectrale dont la forme est liée à la méthode utilisée (80), (81). Cette opération inévitable est la source, lorsque le spectre vrai comporte un pic étroit, d'une aberration telle qu'à la limite (raie de DIRAC) l'écart entre les deux spectres (réel et apparent) tend vers l'infini. On ne parlera pas d'erreur, dans ce cas et on s'interrogera plutôt sur la précision avec laquelle est connue la puissance associée au pic (son aire en est une image) constaté sur le spectre apparent.

- b) Le temps d'intégration fini ou l'accumulation limitée des spectres élémentaires.

L'erreur résultante va, dans tous les cas, se traduire par une imprécision sur la connaissance des puissances associées au spectre. Pour la chiffrer, il est nécessaire d'admettre que le signal est ergodique (cf 81) et traduit un processus gaussien, dans les autres cas on ne peut rien dire mais la plupart du temps on admet (80), (81) que les résultats s'appliquent encore aux processus non gaussiens.

Différentes façons d'envisager ce problème conduisent à des résultats voisins (78) dont il ressort, pour notre cas, que l'erreur relative ϵ_s sur une valeur calculée du spectre ne dépend que du nombre q_s de répétitions du calcul élémentaire et qu'on peut écrire :

$$\epsilon_s \approx \frac{1}{\sqrt{q_s}}$$

Cette erreur est, de loin, la plus importante.

c) L'échantillonnage.

On pourra négliger les erreurs introduites par les imperfections de l'échantillonnage. MAX (81) montre que si on échantillonne à une fréquence supérieure ou égale à 2,2 fois la plus haute fréquence qu'on se propose d'observer et si la puissance apportée au voisinage de cette dernière est de l'ordre de 1% de la puissance totale, alors l'erreur commise sur la détermination de cette puissance est elle-même inférieure à 1%.

Nous verrons que le spectre normé atteint à peine 10^{-5} s vers les hautes fréquences, ce qui justifie notre précédente remarque.

De même, les caractéristiques de l'échantillonneur permettent de ne pas tenir compte de l'effet de filtrage provoqué par le temps de conversion non nul (cf. MAX (81)).

d) La numérisation et le calcul.

La quantification utilisée est à 11 "digits" binaires. Nous admettrons que cette valeur supérieure à celle utilisée par bien des analyseurs en temps réel (3 à 9 digits) n'introduit pas d'erreur appréciable.

La formule utilisée pour le calcul de la transformée élémentaire ne supposant aucune approximation (78) (81) seules les erreurs de chutes pourraient intervenir. Des travaux de TOYOHISA KANEKO et BEDE LIU (82) on peut déduire (78) que, là encore, les erreurs introduites peuvent être négligées dans notre cas.

La seule erreur appréciable est donc l'erreur e_s du paragraphe (b).

III.2. RESULTATS.

Tirons d'abord les conséquences, d'un point de vue phénoménologique, des conclusions dégagées dans le premier chapitre.

L'apparition périodique de la principale phase amplificatrice -localisée non loin du minimum de la vitesse support- peut être traduite par l'existence d'une fonction intermittence $b_p(t)$ qui va gouverner la prise en compte des instabilités superposées à l'écoulement principal. La vitesse fluctuante instantanée $u'(x,y,t)$ -ou plus simplement u' -, en un point de la couche limite, peut alors être schématiquement décrite par la formule :

$$u' = u'_0 + u'_p + b_p \cdot u'_i$$

où u'_0 traduit l'excitation permanente de la couche limite par des perturbations, u'_p est la partie pulsée de la vitesse support et u'_i la partie amplifiée périodiquement sous le contrôle de la fonction intermittence.

Les spectres de puissances de u' vont alors donner des renseignements sur les composantes ainsi décrites si la possibilité est offerte de les reconnaître dans ceux-ci.

III.2.1. Conséquences du schéma de naissance des instabilités.

Supposons que les éléments constitutifs du signal possèdent une transformée de FOURIER* et désignons-les par des lettres majuscules; on obtient

$$U'(f) = U'_0(f) + U'_p(f) + B_p(f) * U'_i(f) \quad (\text{III.4})$$

* Physiquement, étant donné qu'on opère sur un temps limité, la restriction est académique; pour simplifier la démonstration nous admettrons cependant que les transformées s'écartent peu de leur configuration théorique (correspondant à un temps infini) quand celle-ci est connue.

Le signe * désigne le produit de convolution introduit, après application du théorème de PLANCHEREL au produit $b \cdot u_1'$.

Certaines transformées sont connues; en effet (cf (77) et (81))

$$U_p'(f) = i\epsilon \frac{U_\infty}{2} (I(f+f_0) - I(f-f_0)) \text{ avec } f_0 = \frac{1}{T}$$

$I(f)$ désigne la fonction impulsion de DIRAC.

D'autre part en supposant, comme nous l'avons fait par ailleurs (83) que le signal intermittent b est formé de créneaux, conformément au schéma de la figure (II2A), on peut écrire :

$$B_p(f) = \lambda I(f) + \sum_{j=1}^{\infty} \frac{b_j}{2} (I(f-jf_0) + I(f+jf_0)) \text{ avec } b_j = \frac{2}{j\pi} \sin j\lambda\pi$$

Il est alors possible de développer le produit de convolution

$$B_p(f) * U_1'(f) = \lambda U_1'(f) + \sum_{j=1}^{\infty} \frac{b_j}{2} (U_1'(f-jf_0) + U_1'(f+jf_0))$$

L'interprétation de la transformée de FOURIER du signal de vitesse- désignée encore par spectre d'amplitude- peut alors être faite sachant qu'expérimentalement les raies de Dirac seront remplacées par des pics. On verra apparaître, en ce qui concerne la partie positive de l'axe des fréquences :

- Un "fond continu" provenant de $U_0'(f)$
- Un pic à la fréquence f_0 provenant de $U_p'(f)$
- Le spectre $U_1'(f)$ associé à la perturbation et pondéré par le coefficient λ
- Ce même spectre d'amplitude pondéré par le coefficient $\frac{b_j}{2}$, et répété sur l'axe des fréquences avec une période f_0 .

Si $U'_i(f)$ est essentiellement constitué d'un pic (de largeur inférieure à f_0) à la fréquence f_1 , la figure formée sera identique à celle du schéma B de la figure III.2. (à condition que l'appareil analyseur possède une définition inférieure à $\frac{f_0}{2}$). On observera un système de pics d'aires décroissantes symétriquement par rapport à la fréquence f_1 .

Si, au contraire, la contribution de $U'_i(f)$ est répartie sur un intervalle supérieur à f_0 , la figure pourra se présenter comme celle du schéma C de la figure III.2. On observera une simple "bosse" centrée sur la fréquence f_1 .

Le spectre de puissance possèdera des caractères analogues. En particulier, un système de pics traduira l'existence d'une perturbation u'_i à "spectre étroit"; cependant les propriétés de symétrie du spectre d'amplitude pourront être perdues par suite de l'apparition de termes complémentaires venant s'ajouter à la somme des spectres de puissance des différentes composantes, lors du calcul de $|U'(f)|^2$. Le spectre pourra posséder une allure voisine de celui qui est présenté sur le schéma D de la figure III.2. La fréquence f_1 , si elle existe, sera difficilement localisable.

Enfin, insistons sur le fait, que ces conclusions supposent une intermittence périodique et qu'elles ne s'appliquent pas directement à l'écoulement permanent.

III.2.2. Densité de puissance spectrale en écoulement pulsé.

Les résultats d'expériences nous ont amené à distinguer le cas des fortes amplitudes caractérisé par une valeur efficace réduite (τ_ω) supérieure à 5%, des autres où l'amplitude des pulsations est moindre.

On va voir que les conclusions ne seront ni aussi complètes ni aussi indiscutables dans les deux cas.

III.2.2.1. Taux élevé.

a) Forme générale des spectres.

Sur la figure III.3 sont tracés deux spectres normés calculés dans les conditions numériques suivantes :

Echantillonnage : 2048 Hz

Nombre de points de calcul par spectre élémentaire $N=256$

Erreur de mesure : $\epsilon_s \approx 0,14$ ($q_s=50$)

L'une des courbes correspond à l'écoulement potentiel (elle est là pour référence) l'autre à l'écoulement prétransitoire dans la couche limite (les conditions expérimentales sont précisées sur la figure). Pour des raisons de commodité on a deux échelles en ordonnée; celle de gauche correspond aux fréquences les plus basses.

On constate, vers les basses fréquences, l'apparition du pic à la fréquence $f_0 = 30$ Hz; la particularité notable à 60 Hz est due au fait que le signal pulsé n'est pas pur. Vers les fréquences plus élevées on remarque la présence d'un "fond continu" dont la pente moyenne est voisine de -2 (dans ces coordonnées logarithmiques). La vitesse u'_0 , aléatoire, semble, de ce point de vue suivre la théorie de TAYLOR (84) -les spectres de ce type se rencontrent fréquemment en d'autres circonstances (cf ref 76 p.159)-. A cette fonction monotone se superposent, un système de quelques pics régulièrement espacés de la fréquence f_0 autour de la fréquence 180 Hz et une singularité de nature moins évidente non loin de la fréquence 400 Hz.

Ce spectre est conforme, en ce qui concerne le système de pics à ce qu'on peut attendre du cas où la perturbation est à spectre étroit; pour l'autre singularité, sa faible ampleur ne permet pas, vue l'erreur importante commise lors de la mesure, de l'interpréter avec certitude comme la manifestation d'une seconde perturbation à spectre plus large. Ce dernier point sera éclairé par la suite.

Ces observations s'accordent donc avec les conclusions du §I.322. Les spectres de puissance ne fournissant aucune information sur les phases des composantes, l'une par rapport à l'autre, pour préciser davantage le phénomène considérons la figure III.4 où est tracé le signal tel qu'il se présente après numérisation ($f_e = 4096$ Hz). On constate que l'apparition périodique des instabilités se produit au-delà du minimum de vitesse; une différence est donc relevée ainsi entre les calculs et l'expérience. Néanmoins, il n'y a pas contradiction totale entre l'analyse théorique et l'expérience car les valeurs du nombre de Reynolds et de l'amplitude des pulsations- qu'il est expérimentalement difficile de choisir supérieure à cause des vibrations mécaniques- ne peuvent être comparées.

OBREMSKI et MORKOVIN (36) interprètent de telles figures dans l'hypothèse de quasi-stationnarité qui, permettant d'introduire une suite d'ondes de Tollmien-Schlichting, explique alors plus naturellement la présence d'une perturbation à "spectre étroit". Cependant, en consultant la figure III.5. où sont tracés (à partir de résultats de la ref. 2) les diagrammes de stabilité correspondant, en écoulement permanent, aux vitesses 15, 18 et 21 m/s on note qu'à l'abscisse 17cm, les fréquences amplifiées sont comprises entre 215 Hz

et 490 Hz. Bien qu'en écoulement pulsé, dans l'hypothèse quasi stationnaire, ce diagramme unique (15 m/s) soit remplacé par un réseau (cf §I.0), il est peu vraisemblable que 180 Hz, se situe, à un instant donné dans la zone des fréquences les plus amplifiées, par contre, la singularité autour de 400 Hz peut s'interpréter de cette façon. Notons enfin que 180 Hz est un multiple de 30 Hz, mais l'ordre de l'harmonique (6) ne s'accorde pas non plus avec les conclusions de GREENSPAN et BENNEY (35) qui prédisent un maximum d'énergie aux environs de 8 fois le fondamental.

Le phénomène observé n'est donc pas entièrement explicable par l'une ou l'autre des théories.

b) Existence d'une ordonnée privilégiée de naissance des instabilités.

La figure III.6 regroupe des mesures effectuées à l'abscisse 17cm les conditions de calcul sont identiques aux précédentes, les conditions mécaniques sont précisées sur la figure.

Pour des raisons de clarté, le spectre n'est tracé ni en-dessous de 70 Hz, ni au-dessus de 600 Hz.

L'examen des courbes montre que l'aire des pics correspondant à la partie à "spectre étroit" de la perturbation passe par un maximum dans l'épaisseur de la couche limite. On peut le situer non loin de $y^*=1,2$ au vu de ces spectres; la figure III.3 permet de préciser sa position et de la localiser (par continuité) entre $y^*=0,85$ et $y^*=1,2$. La singularité précédemment constatée vers 400 Hz n'est plus repérable en tant que telle sur ces courbes où un grand nombre d'oscillations apparaissent, tant à l'ordonnée 1,20 qu'à l'ordonnée 1,50, au-delà de 240 Hz.

Le même type d'essai a été conduit un peu plus en aval du bord d'attaque de la plaque et la figure III.7 permet de comparer certains spectres obtenus à 17cm à ceux obtenus à 25cm (début de la dernière phase transitoire) pour des ordonnées réduites de même ordre de grandeur.

D'une manière générale, on note que la puissance a augmenté, dans la zone de fréquences considérée, d'une position à l'autre. On retrouve, pour la partie à spectre étroit, la configuration déjà observée sans déplacement du système de pics. La fréquence f_1 n'a donc vraisemblablement pas changé - dans le cas contraire il faudrait admettre qu'elle s'est déplacée d'un nombre entier et faible (puisque les pics les plus importants restent voisins de 180 Hz) de fois la fréquence f_0 . On constate que l'augmentation de puissance est différenciée suivant la position dans la couche limite et les fréquences. En effet, si pour les valeurs d'ordonnée réduite inférieures à l'unité, il semble que la partie basse fréquence ($120 < f < 200 \text{ Hz}$) de la perturbation ait plus augmenté que la partie haute fréquence ($300 < f < 500 \text{ Hz}$), pour les positions plus éloignées de la paroi, c'est le contraire et on assiste même à une interversion des positions des spectres l'un par rapport à l'autre à l'abscisse 25cm (le spectre calculé pour $y^*=1,74$ passant au-dessus du spectre correspondant à $y^*=0,90$ pour les fréquences supérieures à 450 Hz). On observerait les mêmes propriétés sur les spectres normés. La partie haute fréquence de la perturbation u_1' , reconnaissable ici est à spectre plus large que la partie basse fréquence et se développe plus facilement au-delà de l'ordonnée $y^*=1$ quand la dernière phase transitoire s'amorce. L'augmentation du niveau de puissance s'accompagne d'un léger déplace-

ment de la valeur centrale qu'on peut estimer à 420 Hz environ à l'abscisse 17cm et à 480 Hz à l'abscisse 25cm.

Suivant l'ordonnée dans la couche limite prétransitoire pulsée, se produit donc un filtrage fréquentiel des perturbations naissantes; il s'accroît lorsqu'on atteint le début de la transition. On avait conclu, au chapitre I à un effet sélectif s'opérant sur la taille des structures par l'intermédiaire du nombre d'onde. On peut remarquer l'analogie, sans pouvoir conclure, car il manque la relation permettant de passer des nombres d'onde aux fréquences.

Enfin, on peut noter que la naissance des instabilités se produit à une position dans la couche limite légèrement inférieure à celle où la valeur efficace réduite (τ) passe par un maximum (figure III.8, courbe (a)). Les premiers spots ont, de leur côté, pour effet essentiel d'augmenter ce taux dans la zone $y^* < 1$ (figure III.8, courbe (b)); les spectres permettent de dire que la puissance fournie par la partie basse fréquence des perturbations en est principalement responsable.

III.2.2.2. Taux faible.

a) Forme générale des spectres.

La figure III.9 montre deux spectres normés, calculés avec une erreur $\epsilon_s = 0,14$ pour deux valeurs efficaces (τ_∞) respectives de 2,05%(a) et 3,80%(b).

Considérons la courbe (a); elle ne possède plus les caractères vus précédemment pour un taux plus élevé. En effet, si on constate toujours l'apparition d'un pic à la fréquence 30 Hz et une décroissance générale du spectre vers les hautes fréquences avec une pente proche de -2, le système caractéristique de pics n'apparaît plus franchement. On note quelques on-

dulations difficilement interprétables (compte tenu de l'erreur de mesure) et des singularités entre 330 Hz et 450 Hz, vers 600 Hz et vers 800 Hz.

La courbe (b) est, à quelques exceptions près, semblable à la précédente. Les oscillations sont plus nombreuses, mais leur organisation n'est pas suffisante pour qu'il soit possible de conclure à l'existence du phénomène d'instabilité périodique. Des singularités sont notables entre 600 et 750 Hz et vers 930 Hz.

Pour tenter d'expliquer l'incapacité du schéma complet à décrire le phénomène, dans ce cas, ayons recours aux résultats antérieurement publiés par OBREMSKI et FEJER (32). Ils ont constaté, dans certaines circonstances ($(\mathcal{R}_e)_{NS} < 27000$) que la pulsation de vitesse cessait de jouer un rôle dominant dans le mécanisme d'apparition des taches turbulentes, pour n'avoir plus qu'un rôle "coopératif"; le caractère périodique étant progressivement perdu quand le paramètre $(\mathcal{R}_e)_{NS}$ diminue.

Dans notre schéma ceci se traduit par une modification progressive du spectre associé à $b(t)$ qui passe, d'une configuration composée de raies, à une autre qui reste inconnue. On conçoit qu'il devienne alors difficile de distinguer la perturbation du reste du spectre, surtout si $b(t)$ devient, par exemple, une fonction de très basse fréquence.

Nous avons calculé le paramètre proposé par OBREMSKI en admettant que l'amplitude ΔU des pulsations de la vitesse pouvait s'écrire :

$$\Delta U \simeq \tau_{\infty} \sqrt{2} U_{\infty}$$

ce qui surestime la valeur réelle. On constate ainsi qu'il est, en toute circonstance, nettement inférieur à la valeur limite proposée puisqu'il varie entre 7200 (15 m/s, $\tau_\infty = 6,6\%$) et 4400 (21 m/s, $\tau_\infty = 2,05\%$). Compte tenu de ce qu'on vient de voir, la limite se situerait donc, dans notre cas, plutôt au voisinage de $(\mathcal{R})_{e_{NS}} = 6500$ pour autant qu'il soit possible de définir ici deux types distincts de comportement, le passage de l'un à l'autre étant progressif.

b) Evolution des spectres avec l'ordonnée

Puisque la forme des courbes spectrales précédentes ne permet pas de reconnaître une perturbation avec certitude, leurs déformations respectives n'apporteront pas de renseignements sur une éventuelle ordonnée de naissance des instabilités.

La figure III. 10 montre l'évolution, dans le cas d'un taux valant 2,05 % pour trois positions dans la couche limite prétransitoire et une à l'extérieur de celle-ci. Avant de commenter cette figure, il est important de noter que les oscillations de faible période ne peuvent pas recevoir d'interprétation valable étant données d'une part cette période trop petite vis à vis de la largeur de bande de l'analyse, d'autre part leur amplitude insuffisante compte tenu de l'erreur e_s importante (0,14).

Le comportement général est malgré cela assez semblable à celui qu'on a observé pour une intensité plus grande. Près de la paroi ($y^* = 0,25$) la décroissance du spectre est sensiblement la même que dans l'écoulement potentiel, aucune singularité n'apparaissant vers les hautes fréquences.

Loin de la paroi ($y^* = 2,55$) le spectre a tendance à passer au-dessus du précédent pour des fréquences élevées, alors qu'il est du même ordre de grandeur pour les fréquences faibles. Enfin, la puissance passe par un maximum dans l'épaisseur de la couche limite ($y^* = 1,35$) à cause principalement de la présence des singularités déjà remarquées ; on pourrait constater qu'à cette distance de la paroi, l'intensité de turbulence est voisine de son maximum. La première singularité est dans la gamme des fréquences instables des ondes de Tollmien-Schlichting (cf. figure III.5), mais les deux autres sont en dehors.

L'essai effectué, dans les mêmes conditions numériques, pour l'intensité de turbulence 3,8 %, ne permet pas de préciser davantage les remarques qui viennent d'être faites.

III.2.3. Densité de puissance spectrale en écoulement permanent.

Nous avons envisagé, pour la vitesse 21 m/s, un même type d'essai.

Puisque aucune raison théorique n'impose une naissance périodique des instabilités - qui ne peut cependant pas être exclue - un nouveau mode d'interprétation des spectres s'impose. Nous allons considérer le même schéma de base et envisager ses conséquences.

III.2.3.1. Interprétation des spectres en écoulement permanent.

Supposons que la vitesse locale instantanée puisse se mettre sous la forme :

$$u' = u'_0 + b_a u'_i$$

chaque terme de cette écriture, où u'_0 désigne, comme précédemment, une vitesse aléatoire et b_a une intermittence de naissance des instabilités u'_i , est cette fois inconnu.

Sous réserve de son existence, le spectre d'amplitude, transformée de FOURIER du signal, peut s'écrire :

$$U'(f) = U'_0(f) + B_a(f) * U'_i(f)$$

Si aucun renseignement ne permet de distinguer

$U'_i(f)$ de $U'_0(f)$, la méthode d'investigation envisagée sera incapable de fournir des renseignements précis ; par contre si le spectre de u'_i peut être considéré comme un "spectre étroit", alors, il est théoriquement possible de déduire des figures, des renseignements sur u'_0 et b_a . En effet, supposons que u'_i soit une cosinusoïde, la convolution aura alors pour effet de faire apparaître le spectre $B_a(f)$ centré sur la fréquence discrète de cette oscillation.

Pratiquement, étant données les contraintes expérimentales, les spectres de puissance ne permettront d'accéder à la connaissance des éléments constitutifs du signal que dans certains cas particuliers et, sous réserve que la puissance développée par u'_i notamment soit d'un niveau élevé devant celle de u'_0 , ce qui implique également une intermittence pas trop riche en fréquences faibles puisque le temps élémentaire d'observation est réduit ($\frac{1}{128}$ s en général) dans notre cas.

III.2.3.2. Forme des spectres en écoulement permanent.

La figure III.11 montre un spectre normé, obtenu dans les conditions numériques suivantes :

Echantillonnage : 2048 Hz

Nombre de points de calcul par spectre élémentaire $N=256$

Erreur de mesure : $\xi_s = 0,07$ ($q_s=200$)

On a, en outre, porté les points correspondant aux valeurs obtenues lorsque le nombre de répétitions du calcul élémentaire vaut 50 ($\xi_s = 0,14$). Les conditions mécaniques sont précisées sur la figure.

En ce qui concerne la forme générale, on constate qu'à une pente proche de la valeur $-2,8$, vers les fréquences faibles, succède une pente inférieure en valeur absolue puisque voisine de -2 . On peut rattacher cette dernière à l'étude faite par TAYLOR (cf §III.2.2.1.) alors qu'à l'autre n'est associée aucune théorie particulière; notons que le test effectué sur l'interface (§III.1.5.1.) élimine un éventuel effet d'affaiblissement ayant cet ensemble électronique pour origine.

On peut noter également la présence d'un pic entre 100 et 108 Hz et un léger écart par rapport à la pente -2 dans une gamme de fréquences comprise entre 130 Hz et 500 Hz. La correspondance entre cet écart et la présence du produit $b_a(t).u_i'(t)$ dans le schéma de vitesse instantanée n'est cependant justifiée que dans la mesure où le spectre de u_o' est effectivement linéaire vers les hautes fréquences ce que nous ne pouvons démontrer (en valeur relative, l'écart est de 20 à 25% vers 250 Hz donc significatif vis-à-vis de l'erreur de 7%).

Par suite du faible niveau de puissance développé par le produit $b_a.u_i'$, il n'est pas possible de savoir si le spectre de b_a est responsable de la singularité où s'il faut voir là la manifestation d'un ensemble de fréquences dans la gamme 130 Hz à 450 Hz qui est, notons-le, très proche de la gamme des fréquences amplifiées (160 Hz à 470 Hz) suivant la théorie linéaire de la stabilité (cf figure III.5.). Un échantillon du signal correspondant discrétisé, figure III.12, permet néanmoins de constater la présence de fréquences voisines de 200 Hz et d'autres proches de 400 Hz (qui reviennent plus souvent) dans la vitesse instantanée, à cette abscisse, cette observation ferait pencher en faveur de la première interprétation.

Notons enfin, par l'intermédiaire des points portés sur la figure III.11, l'influence du temps d'intégration. Une tranche courte de signal étant susceptible de faire apparaître des oscillations -autour de 400 Hz et 550 Hz notamment- qui disparaissent si l'accumulation des résultats élémentaires est poursuivie plus longtemps.

III.2.3.3. Evolution des spectres avec l'ordonnée.

En dépit des difficultés rencontrées dans l'interprétation des figures, nous avons cherché s'il était possible de caractériser une évolution différenciée entre les hautes et les basses fréquences dans l'épaisseur de la couche limite. Cette expérience a été conduite à l'abscisse 33 cm, le temps nécessaire au dépouillement nous a contraint à n'accumuler que 50 spectres élémentaires par essai ($\epsilon_s = 0,14$). Compte tenu de la dernière remarque du paragraphe précédent, les spectres obtenus vont présenter des oscillations qui ne seront caractéristiques que de la tranche de temps observée.

La figure III.13 résume cette expérience. On constate une nette différence de comportement suivant la distance à la paroi. Près de celle-ci ($y^*=0,42$) une singularité apparaît entre 300 Hz et 460 Hz; au fur et à mesure qu'on éloigne le fil chaud de la plaque, la singularité semble s'élargir et la zone où elle est maximale se déplace vers des fréquences supérieures (elle passe de 380 Hz environ pour $y^*=0,42$ à 540 Hz pour $y^*=0,95$). Enfin, il semble exister un maximum maximorum aux alentours de $y^*= 0,66$.

Ce comportement est à rapprocher de ce qui a été observé au début de la dernière phase transitoire, dans le cas du régime pulsé à taux élevé, pour la partie haute fréquence de la perturbation. Il n'apparaît pas ici, de singularité à basse fréquence et les courbes se placent, entre 90 Hz et 300 Hz, dans l'ordre des valeurs efficaces (τ) croissantes comme on peut le constater en rapprochant ces courbes de celle de la figure III.14(a) où τ est tracé en fonction de y^* . L'absence de basses fréquences perturbatrices peut d'ailleurs expliquer pourquoi il n'y a pas déplacement du maximum d'intensité de turbulence entre les abscisses 33cm et 37cm dans ce cas du régime permanent (alors qu'on l'avait observé pour le régime pulsé à taux élevé).

III.2.3.4. Comparaison à des expériences antérieures.

Dans une étude ayant pour thème l'influence d'une perturbation sinusoïdale de paroi sur la transition en écoulement permanent, GOUGAT et PERRIN (85) ont effectués, entre autres, des expériences sur plaque plane. A l'aide d'un analyseur en temps réel- autorisant des durées d'intégration bien supérieu-

res à celles que nous pouvons utiliser - ils ont obtenu des spectres dans la zone qui nous intéresse.

Ils constatent à l'abscisse $x = 19$ cm, la présence d'une "bosse" de largeur 750 Hz environ sur les spectres. Cette dernière apparaît nettement dans une zone interne de la couche limite inférieure à $y^* = 1,5$ (cette valeur a été calculée par nos soins compte tenu de la vitesse, de l'abscisse et de l'ordonnée précisées dans la publication. Si on considère, les échantillons de signaux analysés, montrant des fréquences pratiquement discrètes ainsi que la fréquence centrale de la bosse (de l'ordre de 1100 Hz) associée à sa largeur de bande qui font qu'elle déborde de la gamme des fréquences instables suivant la théorie de Schlichting, il semble que l'interprétation des spectres puisse se faire par l'intermédiaire du schéma que nous avons proposé, en considérant la singularité comme la manifestation du spectre de l'intermittence b_a centré sur la fréquence de 1100 Hz.

L'évolution dans l'épaisseur de la couche limite n'est pas semblable à celle que nous obtenons, en particulier, la fréquence correspondant au sommet de la singularité ne se déplace pas de manière significative avec l'ordonnée et la puissance mise en jeu par la perturbation semble d'autant plus grande qu'on se rapproche de la paroi.

Nous ne pouvons donner à cette différence entre les expériences aucune justification si ce n'est, outre les durées d'intégration non comparables, la présence, dans nos expériences de quelques taches turbulentes.

III.3. CONCLUSIONS.

La recherche de précisions sur la naissance de la turbulence en écoulement pulsé nous a conduit à la construction

d'une chaîne de mesure permettant d'accéder à la connaissance de la densité de puissance spectrale de la vitesse longitudinale dans la zone prétransitoire.

Les caractéristiques de cette chaîne, imposées par la fréquence de pulsation artificielle de la vitesse, alliées aux impératifs techniques du système de traitement des données, imposent des erreurs de mesure qui restent importantes et ajoutent des difficultés à l'interprétation des résultats. Ceux-ci permettent néanmoins de tirer quelques conclusions des expériences réalisées, en écoulement pulsé, pour les amplitudes les plus élevées, et, en écoulement permanent, avec l'aide de mesures d'autres expérimentateurs.

Pour une valeur efficace réduite supérieure à 6% on a pu constater qu'un schéma phénoménologique déduit de considérations théoriques permettait d'interpréter la forme des spectres. La naissance des instabilités possède, dans ce cas, une intermittence de même période que la fréquence artificielle de pulsation. Les perturbations amplifiées sont, pour les plus énergétiques, à spectre étroit légèrement en dehors (par défaut) de la gamme des fréquences instables suivant la théorie linéaire (et stationnaire) de la stabilité; elles sont maximales dans une zone interne de la couche limite voisine de l'épaisseur de déplacement (δ_1), dans la zone prétransitoire, et leur maximum semble se déplacer vers la paroi lorsqu'on se rapproche de l'abscisse de transition. Il existe également des perturbations de plus haute fréquence, transportant assez peu d'énergie dans la zone prétransitoire et dont le comportement dans l'épaisseur de la couche limite est inversé par rapport à celui des précédentes lorsqu'on atteint le début de la dernière phase de transition.

Pour une intensité de turbulence faible de 0,43% correspondant à l'écoulement permanent, un schéma déduit du précédent peut aider à l'interprétation des spectres; pour les raisons citées plus haut, nos expériences sont incapables, à elles seules, de permettre de conclure avec certitude. Il semble néanmoins, au vu de nos résultats et de ceux de GOUGAT et PERRIN (85) qu'une intermittence aléatoire à spectre continu doive être envisagée. Dans la mesure où, étant donné la courte durée d'observation, les échantillons de signaux que nous avons analysé peuvent caractériser le phénomène, les instabilités de l'écoulement permanent, contrôlées par l'intermittence, passent, selon nous, par un maximum dans l'épaisseur de la couche limite à une distance de la paroi de l'ordre de $\delta 1/2$, elles sont essentiellement constituées par les ondes instables de Tollmien-Schlichting à cette position et leur fréquence croît lorsqu'on éloigne le fil chaud de la paroi. Il n'existe pas de perturbation de fréquence inférieure aux fréquences instables de la théorie, suffisamment énergétiques pour être constatées dans la zone prétransitoire.

Ces conclusions permettent de fournir une explication aux difficultés d'interprétation rencontrées pour l'écoulement pulsé à faible taux. Par continuité, il semble logique de penser en effet, que, passant progressivement d'un régime où est surtout visible la partie basse fréquence des perturbations à un autre où on ne détecte qu'une partie haute fréquence, on ne puisse plus distinguer nettement ni l'un ni l'autre dans le régime intermédiaire quand, en outre, on commet une importante erreur aléatoire de mesure.

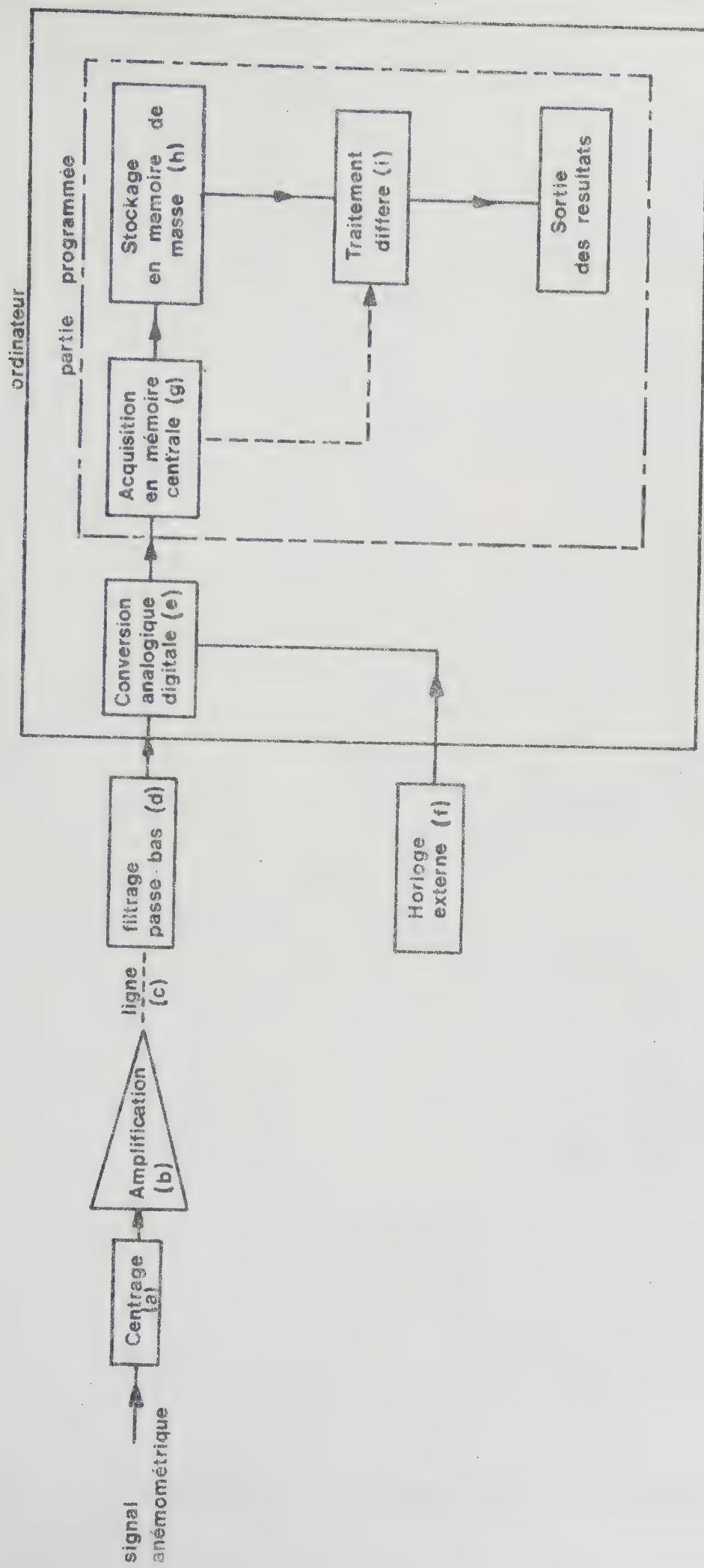


Figure III 1 Schema de la chaine de mesure

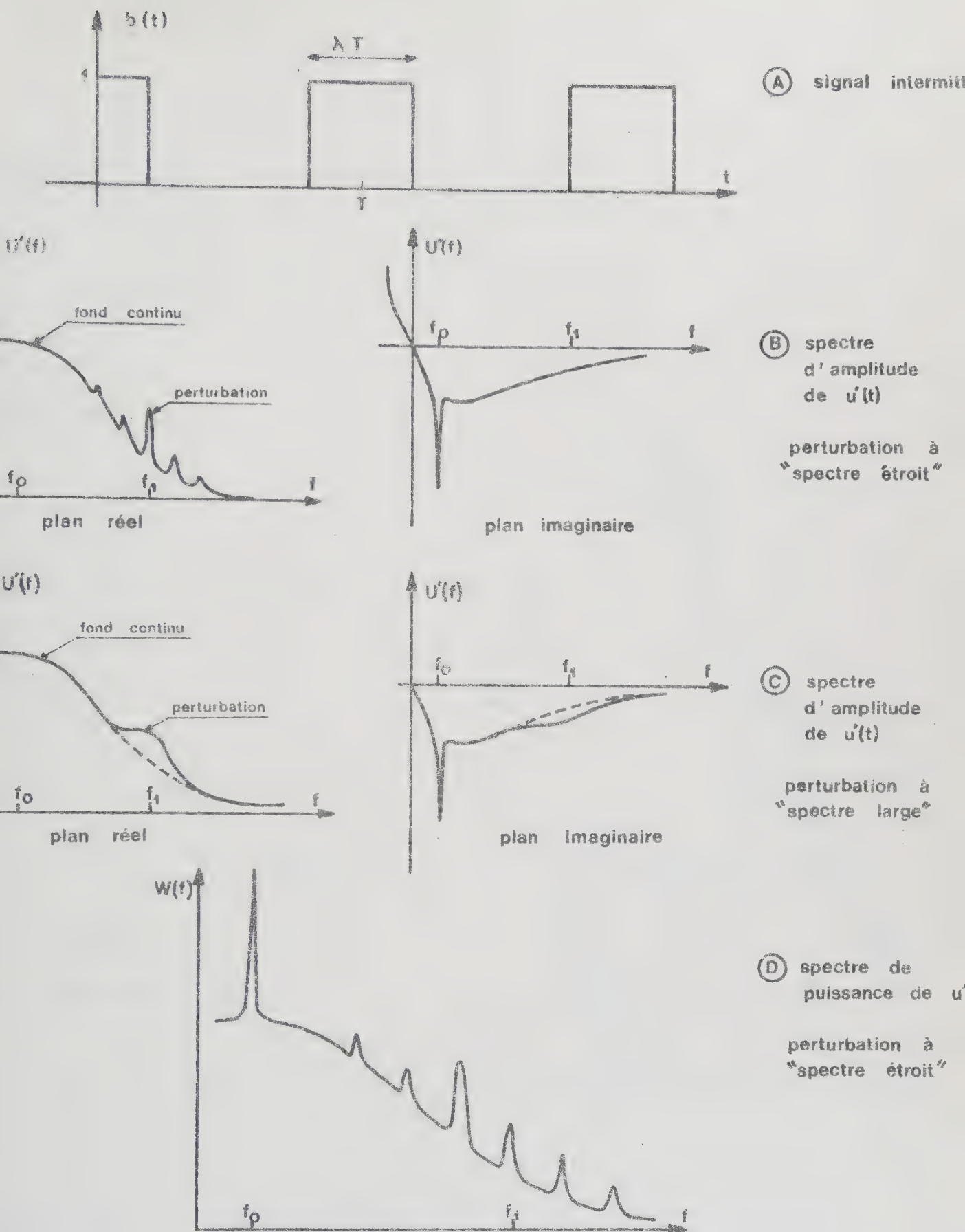


Figure III 2 Interpretation des spectres en écoulement pulsé

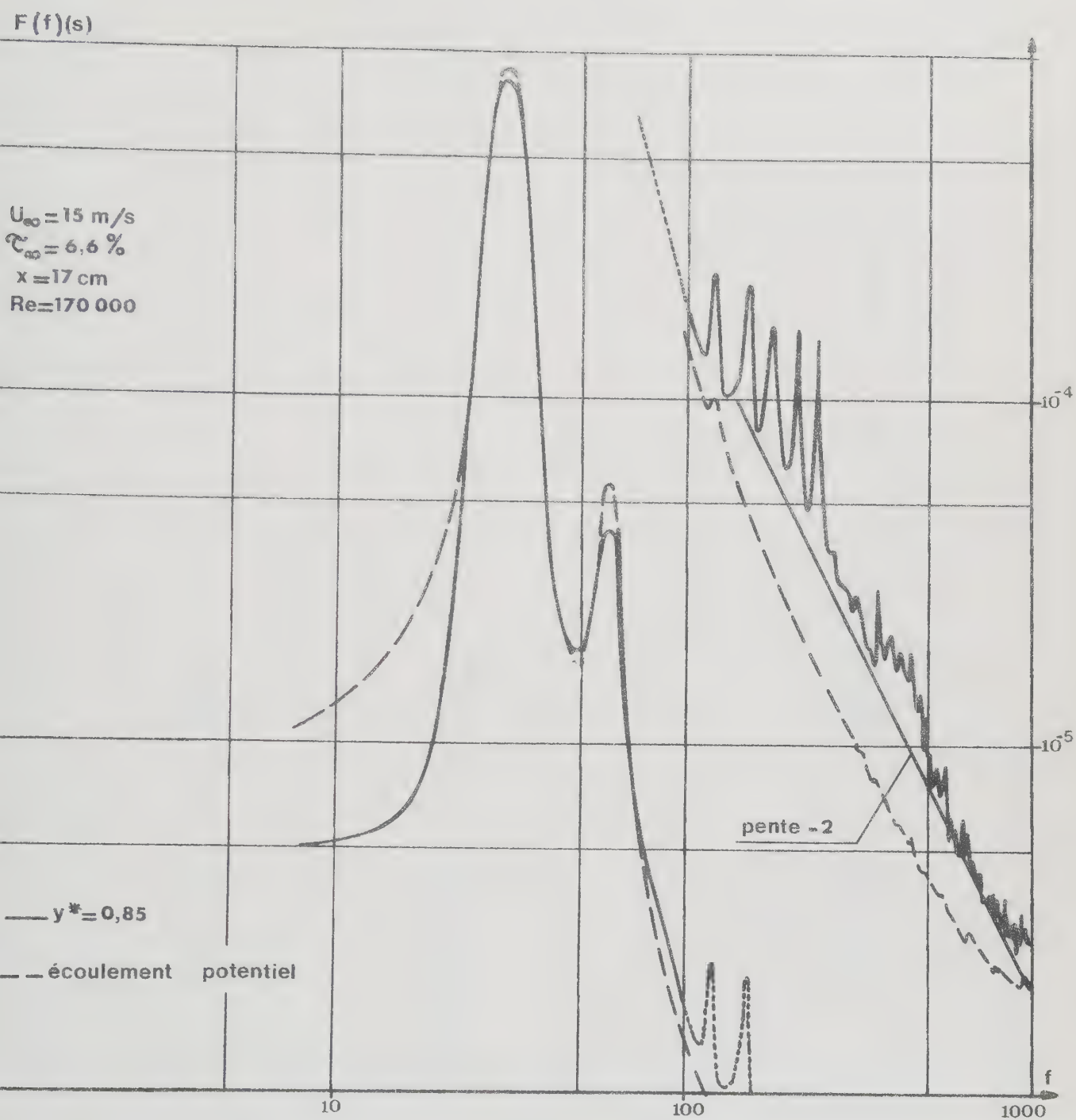


Figure III 3 Spectres de puissance en écoulement pulsé (taux élevé)

v (volt)

Intervalle de temps entre chaque point $\frac{1}{4096}$ s

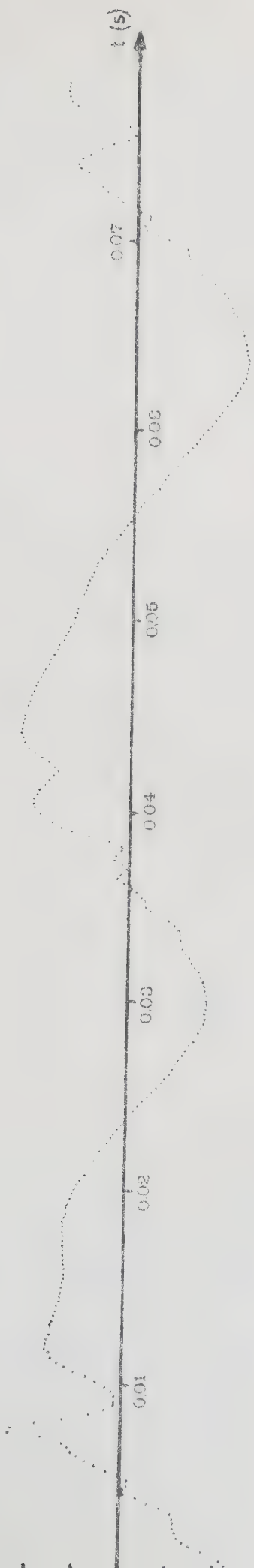


Figure III 4 Echantillonnage du signal (écoulement pulsé)

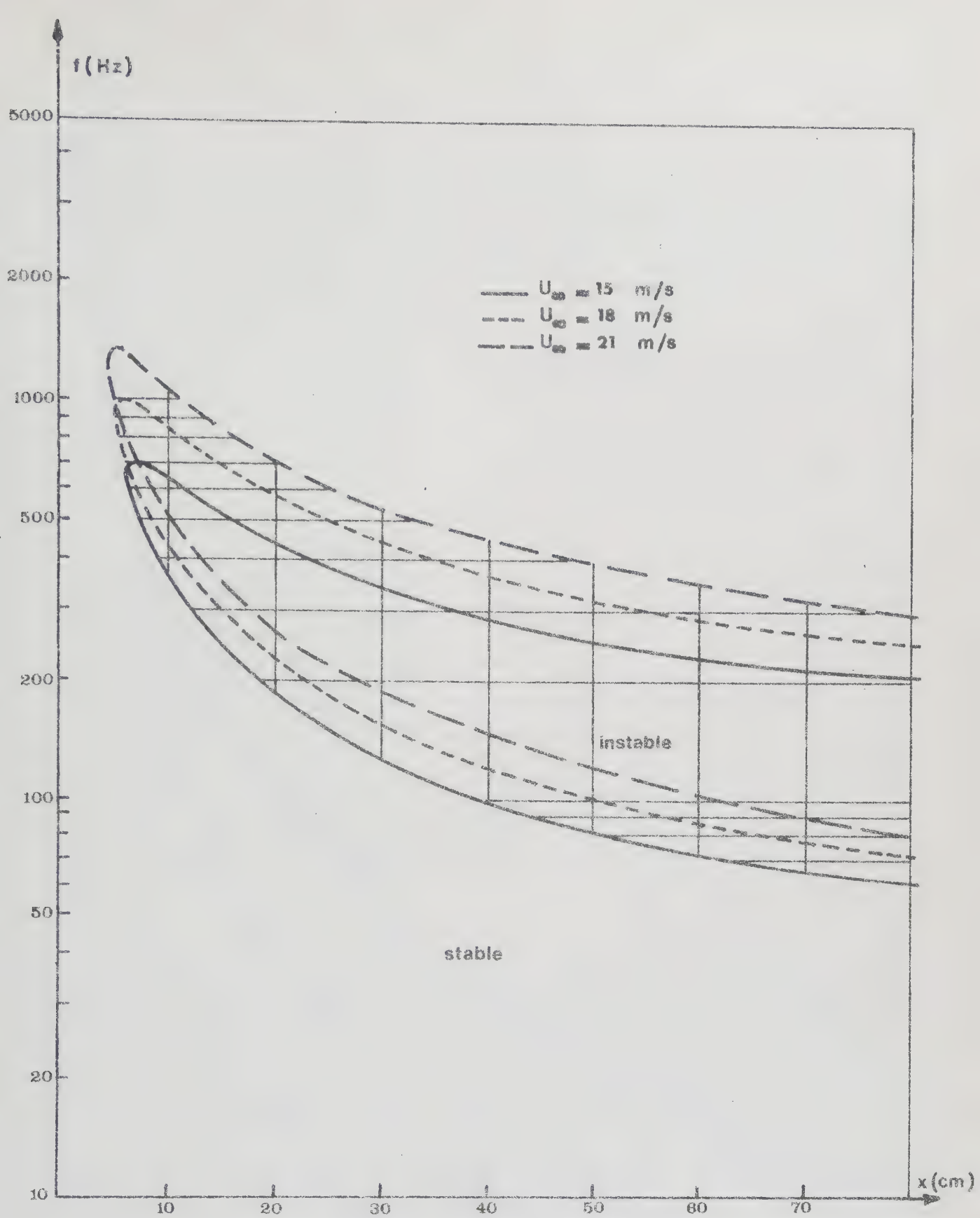


Figure III 5 Diagramme de stabilité d'après Schlichting

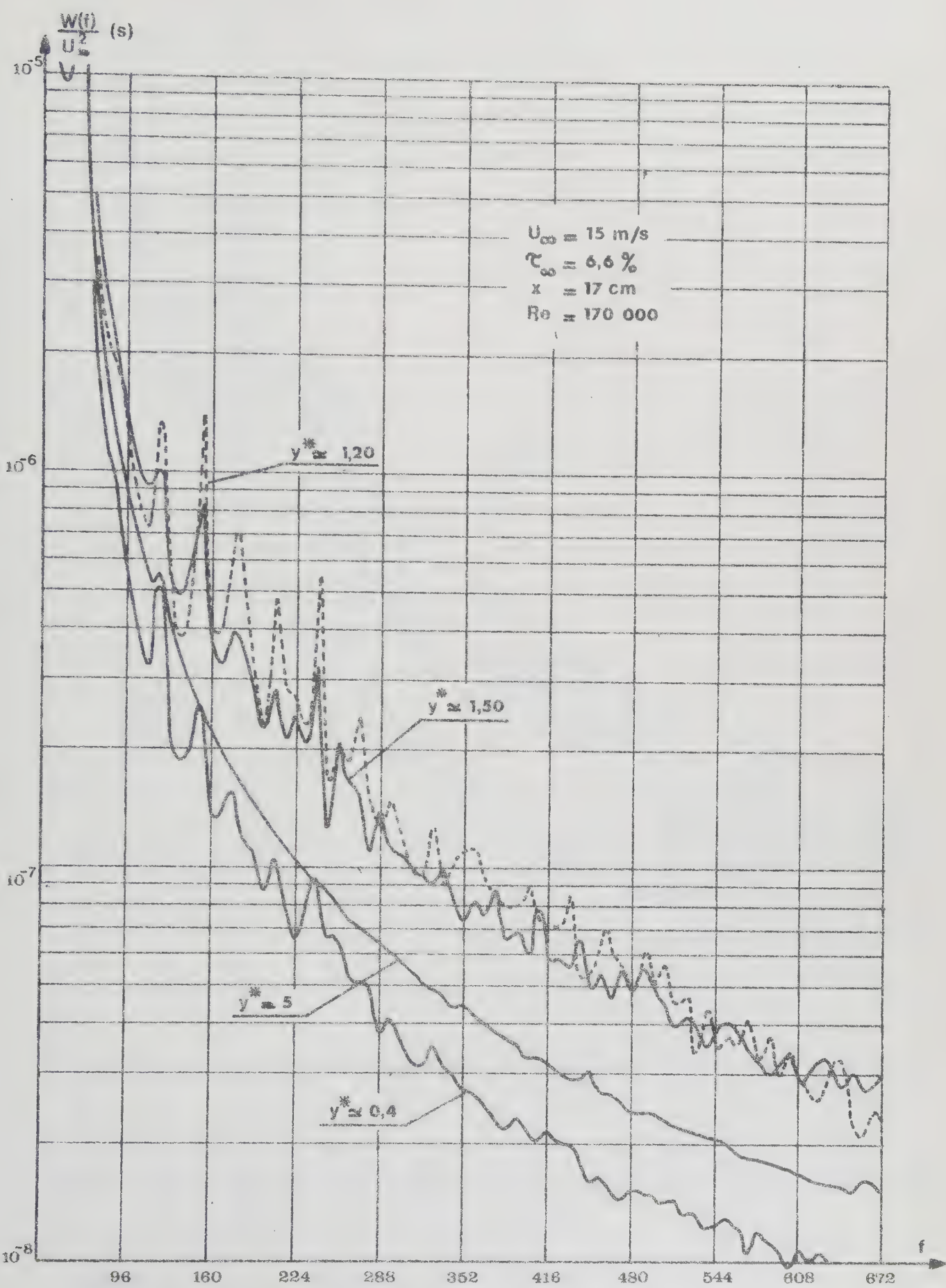


Figure III 6 Evolution des spectres avec l'ordonnée

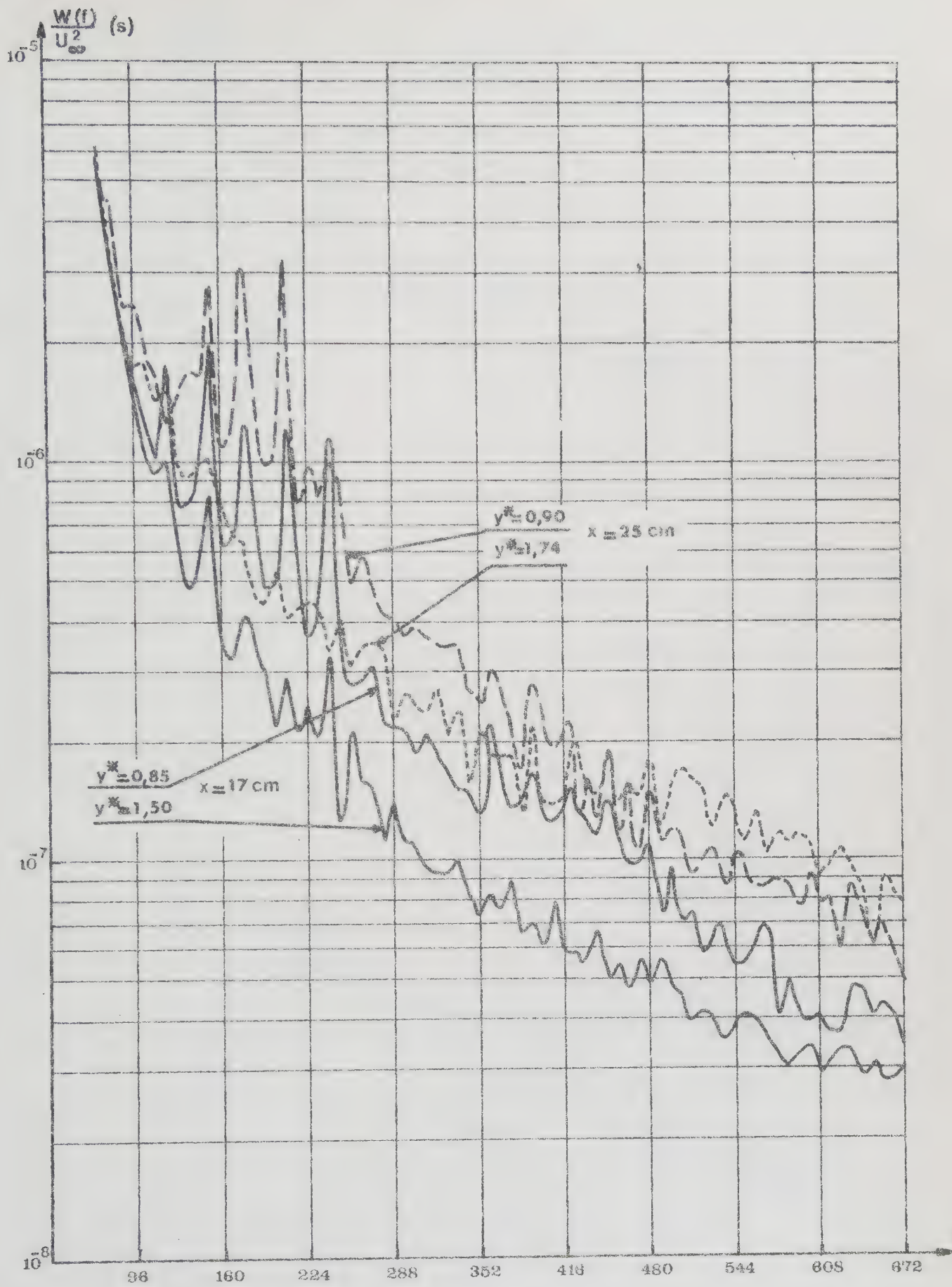


Figure III 7

Evolution des spectres

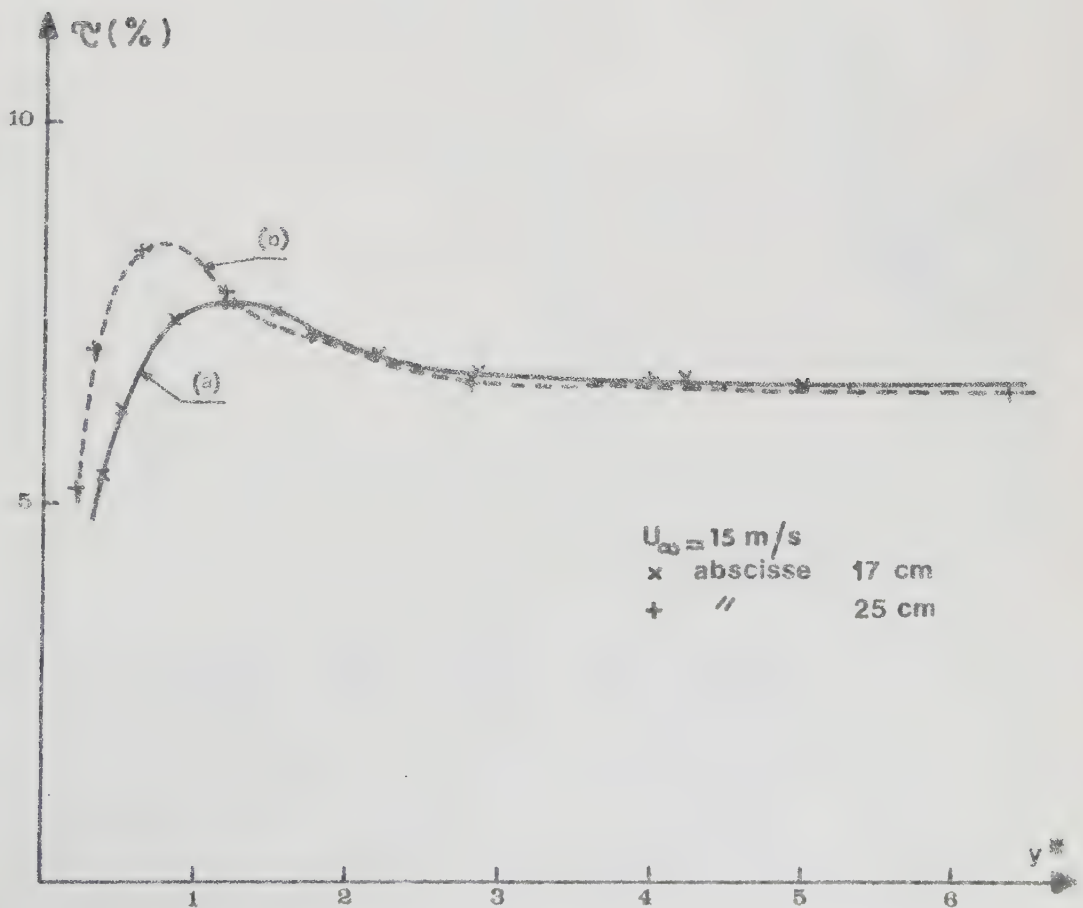
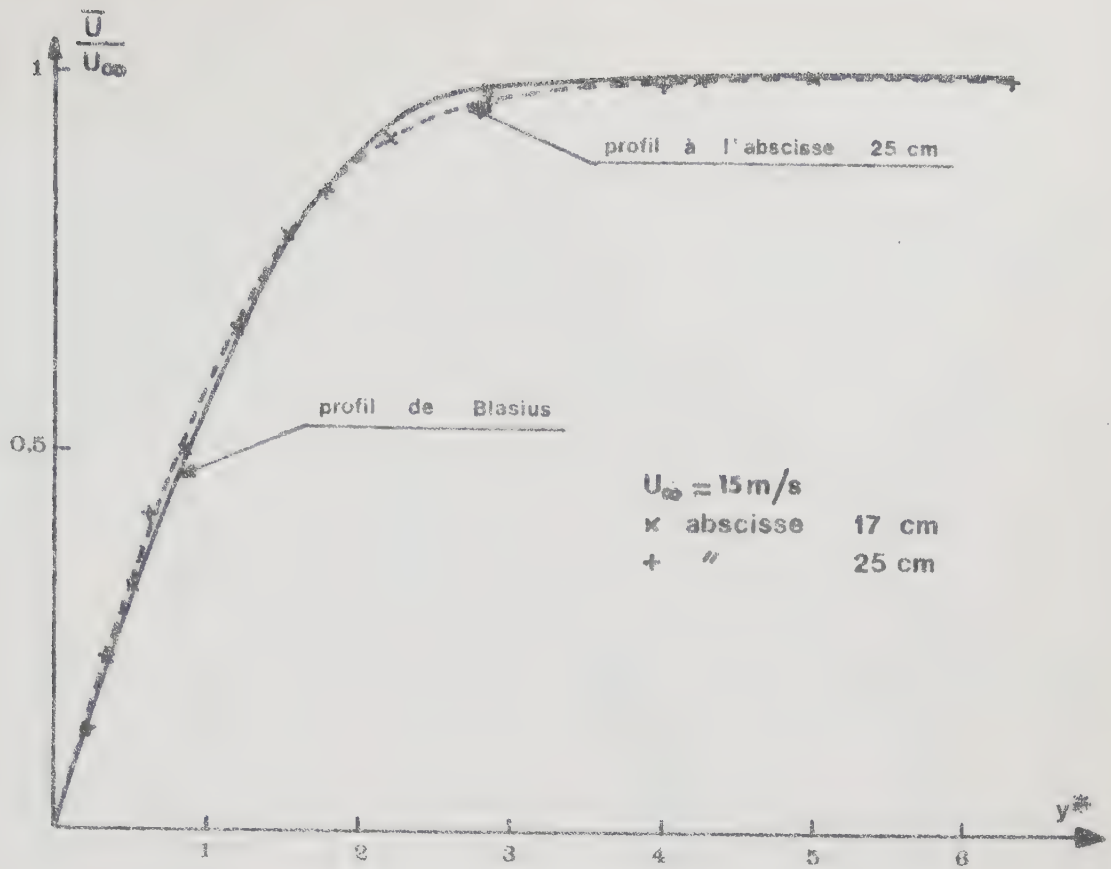


Figure III 8 Profils de vitesse et valeurs efficaces réduites
 - zone prétransitoire (a) $\tau_{\infty} = 6,6\%$

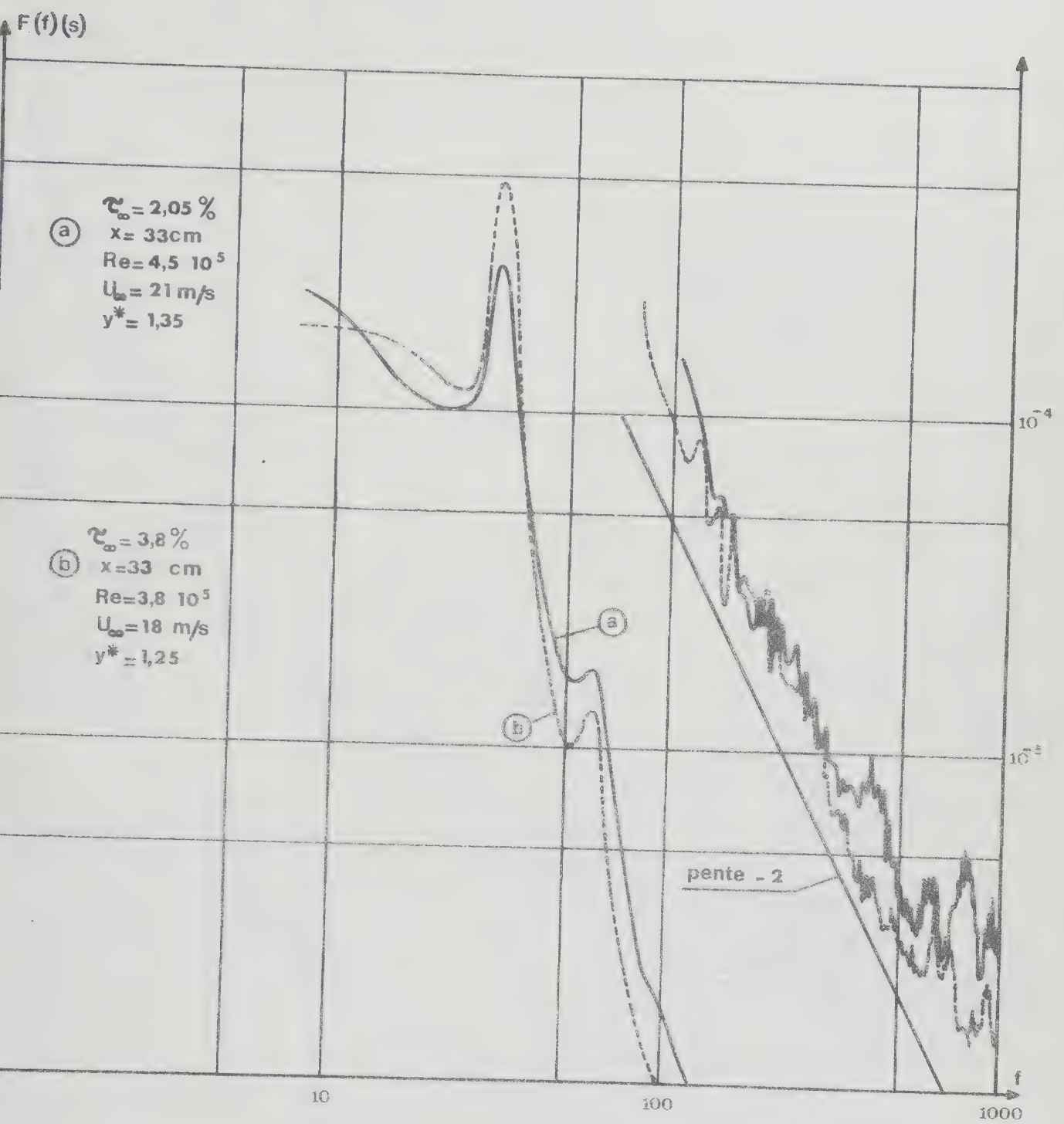


Figure III 9 Formes des spectres (taux faible)

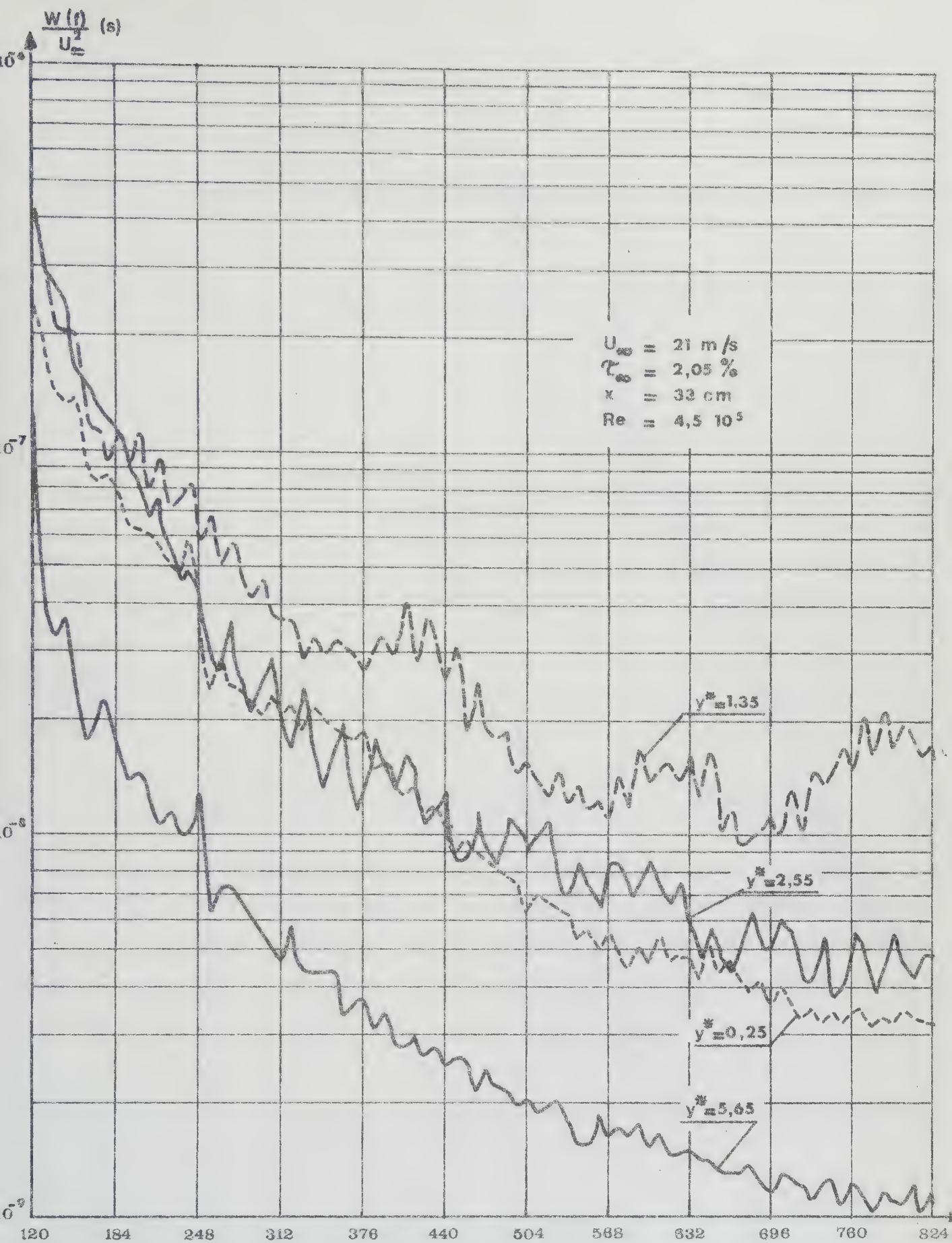


Figure III 10 Evolution des spectres avec l'ordonnée (taux faible)

$F(f) (s)$

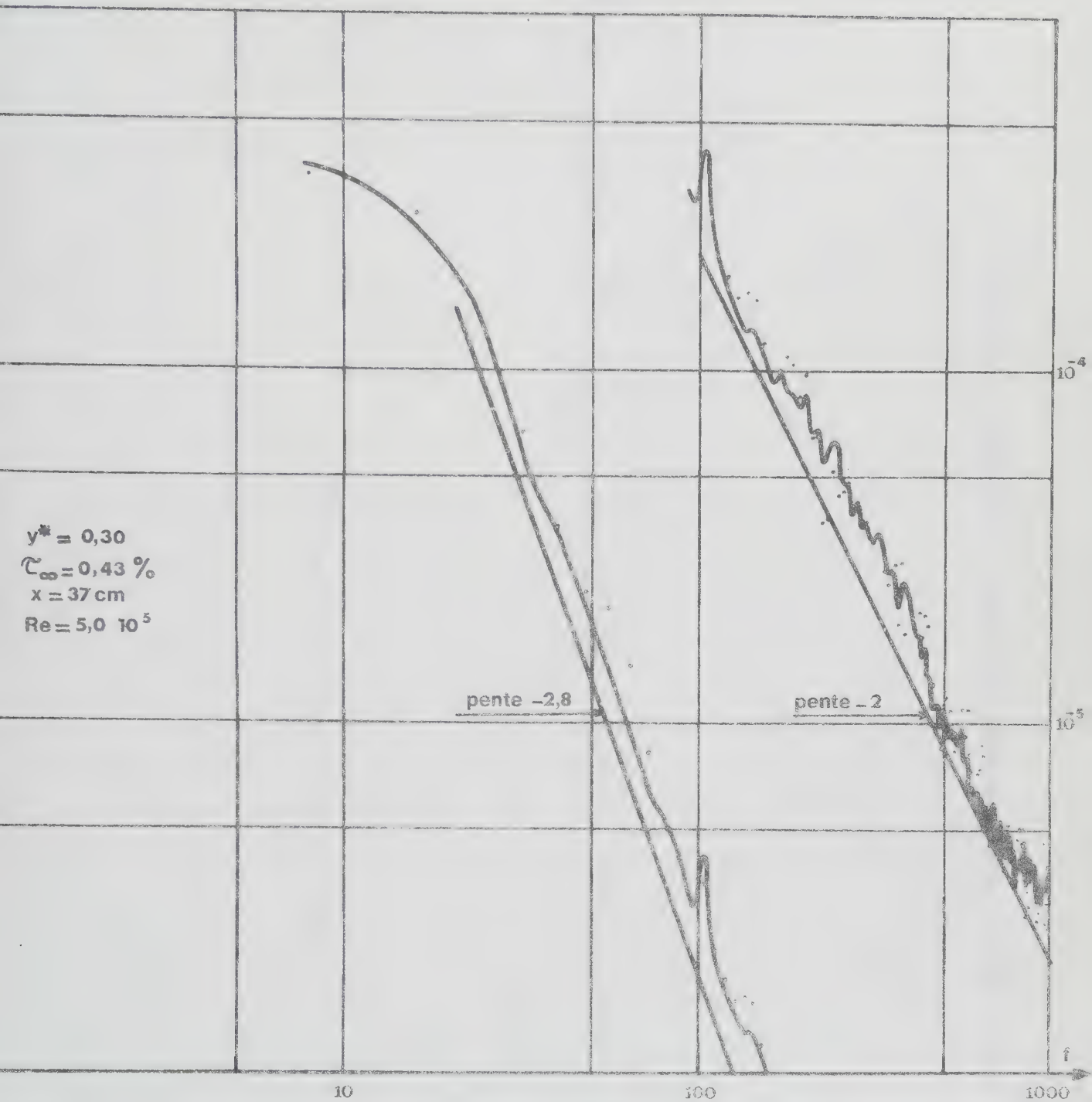


Figure III 11. Forme des spectres (écoulement permanent)

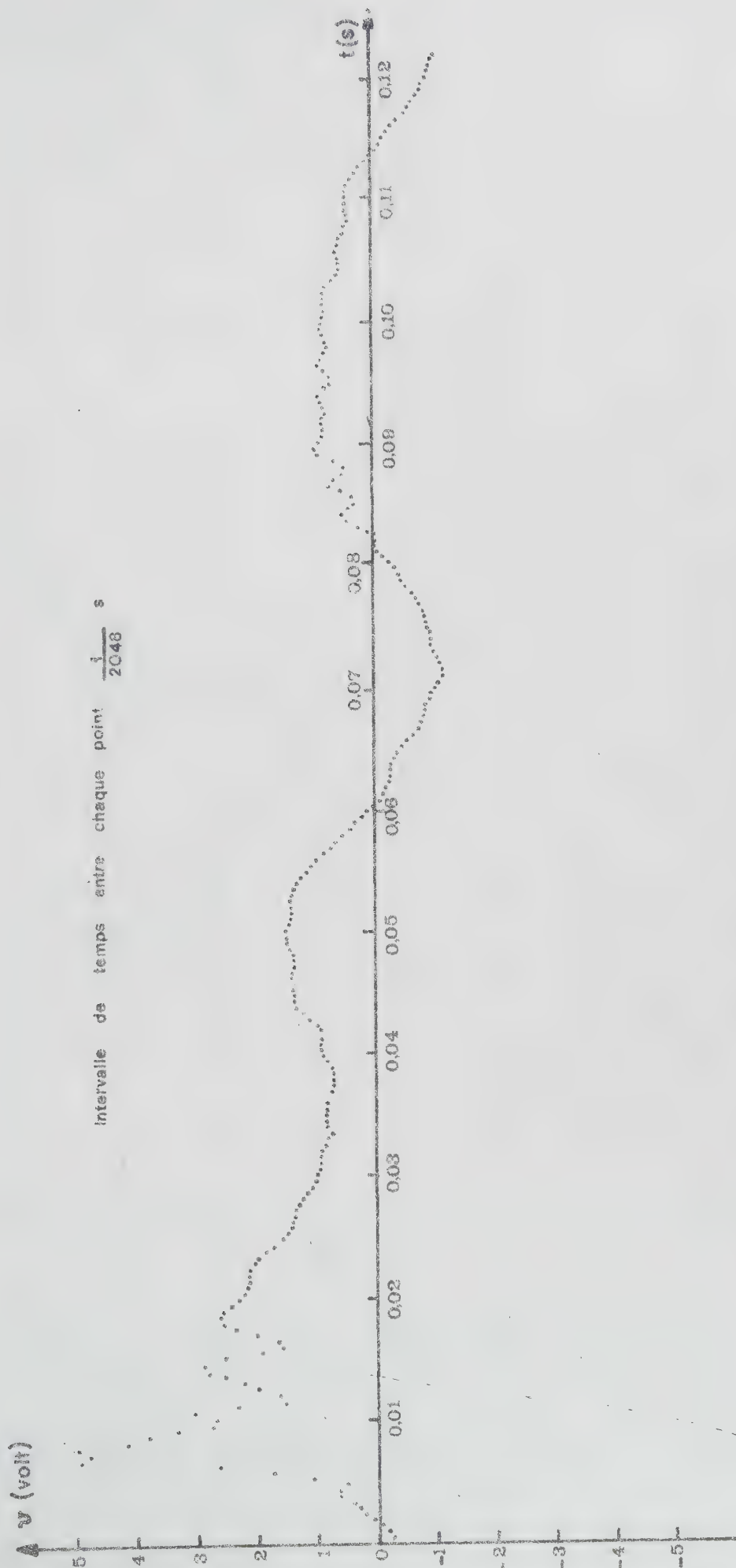


Figure III 12 Echantillonnage du signal (écoulement permanent)

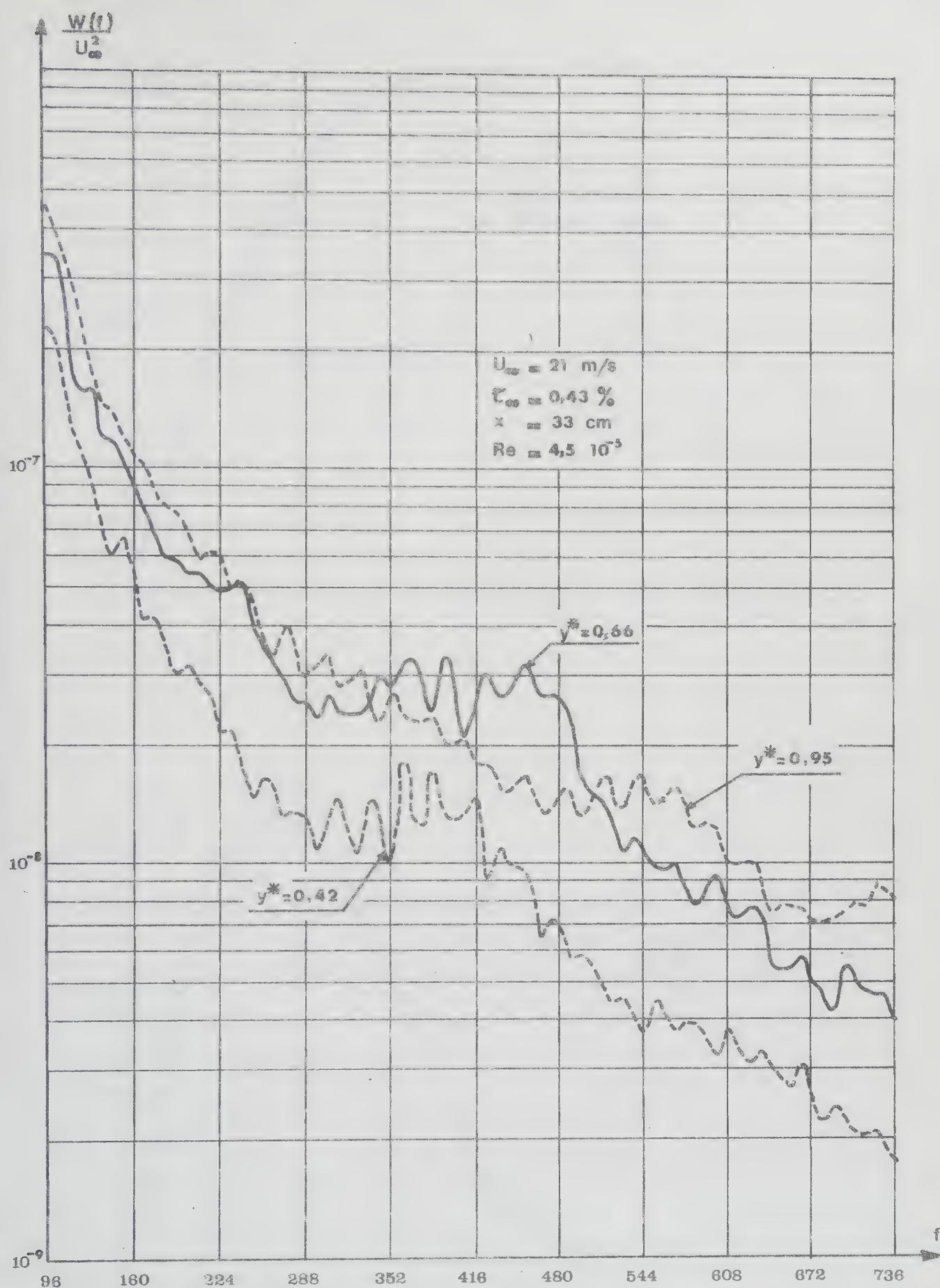


Figure III 13 Evolution des spectres avec l'ordonnée

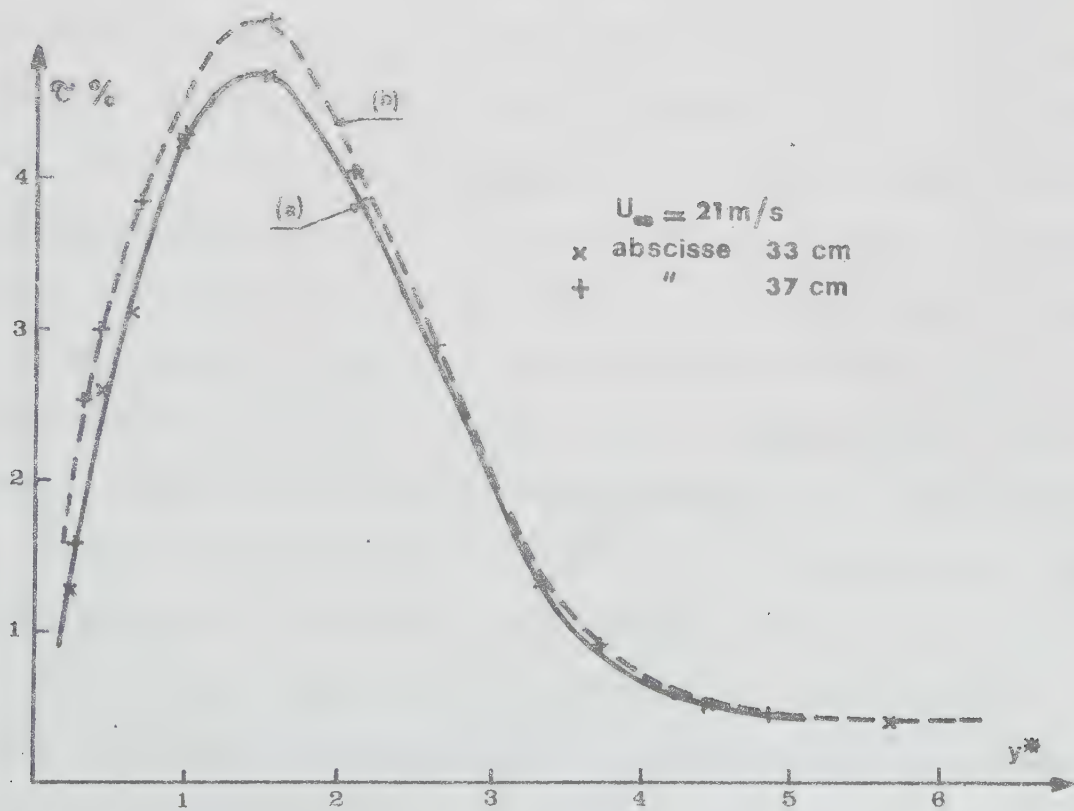
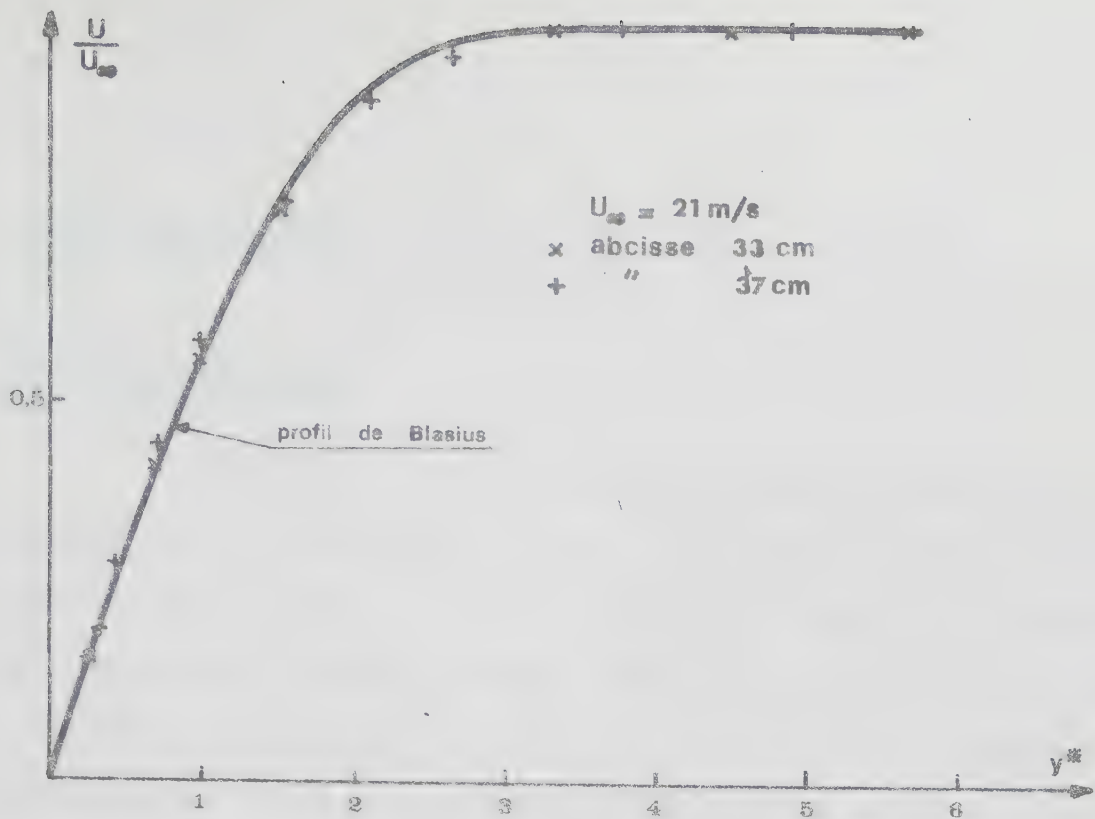


Figure III 14 Profils de vitesse et valeurs efficaces réduites
(écoulement permanent $\tau_{\infty} = 0,43 \%$)

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DERNIERE PHASE TRANSITOIRE

IV.D. INTRODUCTION.

La dernière phase transitoire est marquée par le développement des taches turbulentes ou "spots" (cf.Introduction). L'effet essentiel de ces individualités au sein d'un écoulement dont certaines caractéristiques sont encore celles d'un régime laminaire (cf.SCHUBAUER et KLEBANOFF (21)) est de faire progressivement passer au régime turbulent l'ensemble de l'écoulement (EMMONS (20)) ; on peut donc adopter une définition s'appuyant sur cette propriété en précisant :

Le spot est le domaine de fluide qui, à un instant donné, est, au cours de la transition, dans l'état caractéristique des écoulements turbulents. En général, on ne peut cependant pas être assuré que toutes les caractéristiques du régime turbulent sont associées à la tache et on ne choisit qu'une seule propriété. Ce sera, par exemple pour une étude à l'aide d'un fil chaud, la présence de fréquences élevées dans les fluctuations de vitesse ; mais il faut remarquer que cette condition nécessaire peut se révéler insuffisante. C'est pourquoi, si un doute subsiste, il peut être utile de vérifier une seconde propriété s'appuyant, par exemple, sur la nature de l'écoulement moyen (laminaire ou transitoire) ; on est alors capable de classer ou non les éventuelles singularités parmi les spots turbulents.

Notons que la définition précédente s'applique également à l'écoulement pulsé puisque MILLER et FEJER (33),(34)

puis OBREMSKI et FEJER (32) ont observé des singularités - sur la trace oscilloscopique du signal anémométrique - ayant une allure identique (quant aux fréquences qu'elles contiennent) à celles précédemment définies, nous les appellerons également "spots".

Pour caractériser l'évolution de la dernière phase transitoire nous nous intéresserons particulièrement à deux fonctions.

La valeur efficace réduite (τ) des fluctuations de la vitesse longitudinale nous permettra de suivre le développement des taches d'un point de vue énergétique ; elle sera mesurée à l'aide de l'ensemble décrit dans le chapitre II.

La fonction intermittence $b(x,y,t)$, extension de celle introduite dans le chapitre III (b_p ou b_a) est définie par :

$$b = \begin{cases} 1 & \text{si le régime est turbulent à l'instant } t \text{ au point de} \\ & \text{mesure.} \\ 0 & \text{si le régime est laminaire à l'instant } t \text{ au point de} \\ & \text{mesure.} \end{cases}$$

Sa valeur moyenne (γ) nous permettra de connaître la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est turbulent au point considéré. Si l'écoulement est stationnaire et ergodique γ n'est autre que la probabilité d'état turbulent définie par EMMONS (20). Si l'écoulement n'est pas stationnaire, il ne peut être ergodique, et, les moyennes d'ensembles différant alors des moyennes temporelles, la probabilité dépendra du temps ; c'est pourquoi nous appellerons γ , probabilité moyenne d'état turbulent. Un détecteur de taches turbulentes que nous allons décrire sera parfois utilisé pour estimer γ .

IV.1. METHODES DE MESURE DE LA PROBABILITE (OU DE LA PROBABILITE MOYENNE) D'ETAT TURBULENT.

Les deux méthodes que nous avons utilisées reposent sur la présence de fréquences élevées dans les fluctuations de la vitesse lors du passage d'un spot.

IV.1.1. Dépouillement photographique.

Pour accéder à une valeur on enregistre sur film la trace donnée sur un écran d'oscilloscope par le signal anémométrique. Dans la mesure où les individualités correspondant au passage des bouffées de turbulence ont pu être distinguées de l'écoulement laminaire instable les séparant - ce fut toujours le cas au cours de nos expériences sauf peut être au voisinage des valeurs élevées (supérieures à 0,98) de γ - il a été facile, par une mesure des "longueurs" des bouffées sur le film, de connaître le rapport du temps où l'écoulement est turbulent au temps total d'observation qui n'est autre que la valeur cherchée.

Ce dépouillement est fastidieux (mais valablement utilisable), c'est pourquoi nous avons cherché à le remplacer par un procédé électronique analogique.

IV. 1.2. Détecteur de turbulence.

IV.1.2.1. Principe.

Nous avons utilisé, pour la construction de cet appareil, le principe de traitement du signal énoncé par CORRSIN et KISTLER (86) et repris plus récemment par OWEN (87). Un schéma synoptique que nous allons commenter brièvement est donné sur la figure IV.1.

Un atténuateur d'entrée (a), autorise, par l'intermédiaire d'un potentiomètre, un réglage continu du niveau des fluctuations. Deux filtres actifs (b), passe-haut, permettent

de faire varier la fréquence inférieure de coupure de 250 Hz à 1000 Hz, au voisinage de celle-ci la pente à la courbe de réponse des filtres est de 24 décibels par octave. Un écrêteur (c) redresse le signal résultant et chaque bouffée est ensuite prise en compte par le "trigger" (d) dont le niveau de détection est constant. A la sortie de cet élément on obtient une fonction formée de créneaux.

La sommation des durées de chaque créneau est effectuée grâce à un compteur de temps de type ROCHAR A1360 qui peut prendre en compte des intervalles supérieurs ou égaux à 1 ms. Une porte (e) réalisant la fonction logique "ET" permet de ne compter les durées des spots que lorsqu'à la fois l'horloge et le trigger délivrent une tension non nulle.

IV.1.2.2. Etude du fonctionnement.

- Réglage.

Deux procédés peuvent être envisagés qui doivent conduire à la détermination d'un niveau d'entrée et d'une fréquence de coupure.

La première méthode, employée par CORRSIN et KISTLER(86) puis par OWEN (87) s'appuie sur la comparaison des signaux non traités aux créneaux issus du détecteur. L'appareil est réglé lorsque chaque créneau a la même durée que le spot correspondant. Cette méthode s'est révélée inadaptée ; en effet, l'observation simultanée des deux traces oscilloscopiques a montré que, dans le meilleur cas, seulement une partie des créneaux avait une durée comparable à celle des spots ce qui semblait dû à l'hétérogénéité des amplitudes d'une tache à l'autre.

La seconde méthode, utilisée par SUNYACH et MATHIEU(88), consiste à tracer une courbe traduisant la probabilité P pour que le signal traité atteigne le niveau de détection du trigger,

en fonction de ce dernier niveau. Dans l'appareil décrit ici, celui-ci étant constant, nous avons, par l'intermédiaire de l'atténuateur, fait varier le niveau d'entrée. Une courbe type est présentée sur la figure IV.2. (l'abscisse est une fonction monotone du niveau d'entrée). On constate, comme les auteurs de la référence (86) que cette courbe possède un point d'inflexion, la probabilité correspondante sera prise comme valeur estimée de γ .

- Influence de divers paramètres sur le réglage.

Le réglage sera d'autant plus aisé que la pente de la tangente à la courbe au point d'inflexion sera plus faible, une étude de différents paramètres a donné les résultats suivants :

Le point d'inflexion existe toujours ; la pente en ce point est une fonction croissante de γ . Elle dépend également du bruit de fond à l'entrée du détecteur et, semble-t-il, de la courbe de réponse de l'anémomètre (elle est plus grande, pour une même valeur de γ quand l'anémomètre est linéarisé que lorsqu'il ne l'est pas). Ces constatations, relatives au bruit de fond présentent des analogies avec les conclusions de SUNYACH (89). Une limitation à l'emploi du détecteur est imposée par la valeur de la pente qui devient trop grande lorsque γ dépasse la valeur 0,5.

L'abscisse du point d'inflexion, quant à lui, dépend peu de la fréquence de coupure des filtres tant que cette dernière reste inférieure à 500Hz (on a pris 315 Hz dans la suite) ; elle est en outre fonction monotone décroissante de γ .

- Domaine pratique d'utilisation.

Des résultats précédents se dégagent certaines conditions relatives à l'utilisation du détecteur.

Il ne peut être employé que si γ est inférieure à 0,5 et, en outre, du fait de la variation du niveau d'entrée optimum avec la probabilité d'état turbulent il nécessiterait un étalonnage par mesure. La règle suivante d'utilisation a été suivie dans la suite :

Lorsque γ est susceptible, par suite des valeurs des paramètres mécaniques (vitesse, intensité de turbulence, etc..) de prendre, à l'abscisse d'étude (le long de la plaque) la plus grande, une valeur supérieure à 0,5, le détecteur ne sera pas utilisé. La probabilité sera déduite de films. Dans les autres cas, pour un essai donné ($x = \text{constante}$, $U_\infty = \text{constante}$... etc...) un seul étalonnage sera fait pour une distance du fil à la paroi telle que la valeur de γ soit voisine de la valeur maximale atteinte par la probabilité dans ces conditions. La courbe $\gamma(y)$ qu'il sera possible d'obtenir aura alors la même allure que la courbe réelle mais, sauf au voisinage du maximum sera en-dessous de cette dernière (à cause du réglage unique). Si $\gamma(y)$ passe par un maximum dans l'épaisseur de la couche limite, cette particularité sera conservée.

IV.1.3. Précision des mesures de γ .

Les causes d'erreur de mesure de la valeur moyenne $\bar{b}$ vont être de même nature que celles rencontrées à propos des spectres. Elles vont dépendre de la méthode utilisée et, indépendamment de celle-ci, du temps d'observation.

IV.1.3.1. Influence du temps d'observation limité.

γ par définition est la valeur moyenne de b ; mais comme $b = b^2$, c'est aussi une valeur moyenne quadratique. On peut alors chiffrer l'erreur envisagée dans ce paragraphe en utilisant la formule déjà citée, donnée par BENDAT (70). Elle s'écrit :

$$\epsilon_s = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{2\gamma \cdot B}}$$

La largeur de spectre B est délicate à déterminer a priori. C'est pourquoi nous avons tracé (figure IV.3.) un spectre W_γ mesuré à l'aide de l'appareil analogique DAWE utilisé dans le chapitre II. Ce spectre a été obtenu, en écoulement permanent, en un point où γ valait 0,47. Nous allons, pour ce calcul d'erreur, définir une approximation de la répartition de puissance spectrale de la fonction intermittence.

Dans le domaine de fréquences qu'il a été possible d'explorer, on constate que pour $f > 10$ Hz la courbe est décrite par la loi $\text{Log}(W_\gamma) \simeq - 2 \text{Log } f + \text{Log } c$, ce qui est conforme aux expériences de COORSIN et KISTLER (86) relatives à l'intermittence de frontière et peut être rapproché des observations de GAVIGLIO et BURNAGE (23),(90) sur la transition dans une couche limite pariétale de dard ; le spectre semble en outre passer par un maximum W_M voisin de $f_c = 6$ Hz.

En supposant que $W_\gamma(0) = 0$, (pour des valeurs de γ ni trop petites devant l'unité, ni trop proches de celle-ci, il n'a jamais été vu de tache turbulente ou d'intervalle laminaire de durée voisine du temps d'observation) on définit donc l'approximation :

$$W_\gamma(f) = \begin{cases} W_M \frac{f}{f_c} & \text{pour } 0 \leq f < f_c \\ W_M \frac{f_c^2}{f^2} & \text{pour } f \geq f_c \end{cases}$$

On peut alors calculer la largeur équivalente de spectre définie par BLACKMANN et TUCKEY (80)

$$B = \frac{(\int_0^{\infty} W_Y df)^2}{\int_0^{\infty} W_Y(f)^2 df}$$

on obtient $B = \frac{27}{8} f_c$

et alors $\epsilon_Y = \sqrt{\frac{64}{27\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\% \cdot f_c}}} = \frac{8}{3\sqrt{3\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\% \cdot f_c}}$

soit approximativement $\epsilon_Y = \frac{1}{\sqrt{2\% \cdot f_c}}$

On a considéré que cette formule donnait un ordre de grandeur de l'erreur sur γ , résultant du temps d'observation limité, quelle que soit la valeur de γ . Une expérience a montré, en écoulement permanent, qu'en prenant $2\% = 100$ s (détecteur électronique), l'écart maximum des valeurs obtenues au cours de divers essais était inférieur à 7 % de la valeur moyenne des essais. L'application de la formule donne :

$$\epsilon_Y = 0,04 \quad (f_c = 6 \text{ Hz, détecteur})$$

En écoulement pulsé, lorsqu'on obtient la probabilité par examen de films, on prend $2\% = 12$ s ; l'utilisation de la formule ci-dessus, en considérant que $f_c = 30$ Hz (fréquence imposée) donne :

$$\epsilon_Y = 0,06 \quad (f_c = 30 \text{ Hz, films})$$

L'expérience, montrant la bonne continuité des courbes (cf.fig.IV.4) justifie l'application de la formule dans ce cas.

IV.1.3.2. Influence de la méthode.

Quelle que soit la méthode utilisée, le principe consiste en l'accumulation des durées des spots turbulents (d_i) qui est rapportée au temps d'observation ($2\mathcal{C}$) pour obtenir

$$\gamma = \frac{\sum d_i}{2\mathcal{C}}$$

Le nombre de taches observées pendant le temps $2\mathcal{C}$ est égal à $2\mathcal{C}f_m$, f_m étant la fréquence moyenne de passage des taches. Si Δd est le plus petit intervalle de temps détectable, on peut alors écrire :

$$\Delta(\sum d_i) = \sum \Delta d_i \approx 2\mathcal{C}f_m \Delta d$$

On en déduit

$$\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma_m}\right) = \frac{2\mathcal{C}f_m \Delta d}{2\mathcal{C} \gamma} + \frac{\Delta(2\mathcal{C})}{2\mathcal{C}}$$

et, en négligeant l'erreur sur le temps total de mesure devant la somme des erreurs élémentaires :

$$\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma_m}\right) \approx \frac{f_m \Delta d}{\gamma}$$

formule indépendante du temps d'observation.

Pour l'écoulement permanent où le détecteur a été utilisé, on obtient, en supposant $f_m \approx f_c = 6$ Hz et sachant que $\Delta d = 10^{-3}$ s :

$$\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma_m}\right) \approx \frac{6 \cdot 10^{-3}}{\gamma} \quad (\text{par exemple } 1,2 \% \text{ pour } \gamma = 0,5)$$

Pour l'écoulement pulsé, où essentiellement on a utilisé un dépouillement photographique ($\Delta d \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$ s), on a, en prenant de la même manière $f_m \approx f_c \approx 30$ Hz - ce qui maximise

l'erreur pour les valeurs faibles de γ car $f_m < 30$ Hz (cf.figure IV.6.) -

$$\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma_m}\right) \approx \frac{4,5.10^{-2}}{\gamma} \text{ (par exemple 9 \% pour } \gamma = 0,5\text{).}$$

En conclusion on peut dire que les erreurs de mesure de γ deviennent fortes, quand γ diminue et atteint 0,04 en écoulement permanent et 0,2 en écoulement pulsé.

IV.2. ETUDE DE LA PROBABILITE MOYENNE D'ETAT TURBULENT.

A ce paragraphe sont attachées les figures IV.4,5 et 6. Pour les deux premières, on a porté, à côté de courbes concernant l'écoulement pulsé d'autres se rapportant à un essai effectué en écoulement permanent ; elles fournissent un élément de comparaison.

IV.2.1. Variation de γ avec la distance à la paroi.

La figure IV.4. résume cette étude. Les courbes (A) et (B) ont été obtenues à partir de dépouillements photographiques alors que pour les courbes (C) et (D) on a utilisé le détecteur électronique.

On remarque que, indépendamment des valeurs du taux (τ_∞) et de l'abscisse envisagées, γ passe par un maximum γ_M localisé au voisinage de $y^* = 1$ ($y = \delta_1$). Pour les séries (A) et (B) on peut noter que, bien que la déformation progressive des courbes, au fur et à mesure que la turbulence se développe, tende à diminuer la courbure au voisinage du maximum, il ne semble pas qu'on ait encore atteint, lorsque $\gamma_M \approx 0,99$, la forme classique de graphe, caractéristique des écoulements pleinement turbulents (cf.réf.(91)). D'une manière assez générale, les courbes sont d'autant plus aplaties que la valeur efficace réduite des fluctuations de vitesse (τ_∞) est faible (La courbe de l'ensemble (D) obtenue pour $x = 73$ cm rompt la généralité, l'anomalie apparente

n'a pu être expliquée).

OWEN (87) a mesuré, en régime permanent et à l'aide d'un détecteur de même type que celui que nous avons construit, la probabilité envisagée ici. Ses résultats ne s'accordent pas avec ceux dont il est fait état ici puisqu'ils montrent une probabilité tendant vers sa limite à la paroi, indépendamment de x , c'est-à-dire du stade d'évolution envisagé. Pour ce régime permanent, une observation, présentée plus loin (§IV.3.3.2.), permettra d'apporter un argument en faveur d'une probabilité diminuant près de la paroi ; on peut noter en outre que les résultats d'une expérience faite par DHAWAN et NARASIMHA (24)(p.426) ne contredisent pas cette conclusion. Pour le régime pulsé, il sera possible de fournir une explication à la décroissance de γ vers la paroi (§IV.2.3.) dans les stades pas trop avancés du développement des taches.

IV.2.2. Variation de γ_M avec l'abscisse.

Puisqu'il existe, à chaque abscisse, une valeur γ_M maximale de la probabilité d'état turbulent, cette valeur est prise pour caractériser l'évolution de la dernière phase transitoire.

La figure IV.5. montre les courbes associées à celles de la figure IV.4.. En premier lieu on note que le rayon de courbure, au voisinage de l'abscisse de transition (faibles γ_M) est d'autant plus petit que la valeur efficace réduite (τ_∞) est grande. En second lieu, on remarque, sur les courbes les plus complètes, que la pente au voisinage des points d'inflexions ($\gamma_M \approx 0,5$) croît avec τ_∞ . La première constatation, associée aux difficultés d'obtention de valeurs précises de γ au début de cette phase (cf.§IV.1.3.2.), peut justifier les conclusions de MILLER et FEJER (34) relatives à la variation linéaire de la probabilité moyenne avec l'abscisse ; celles-ci doivent

cependant êtres associées à l'existence d'amplitudes de pulsations importantes de la même manière que la construction du schéma monodimensionnel de naissance des taches (35) qui fournit une explication à cette variation linéaire. La seconde constatation montre que τ_{∞} a une influence non seulement sur le nombre de Reynolds de transition, mais également sur la longueur de celle-ci, du moins lorsque l'amplitude des pulsations imposées n'est pas trop grande.

IV.2.3. Interprétation des mesures de probabilité moyenne d'état turbulent.

Les résultats précédant montrent l'existence d'une ordonnée préférentielle de croissance des taches ($y^* \approx 1$); on avait déjà noté dans le chapitre III que la création des instabilités était également localisée dans l'épaisseur de la couche limite. La distance à la paroi tient donc un rôle important dans l'ensemble du mécanisme.

On a pu, en écoulement pulsé, lorsque le dépouillement a été fait à l'aide de films, préciser les raisons de cette variation de γ , en mesurant la fréquence moyenne (f_m) de passage des "spots" en un point donné. Sur la figure IV.6. est tracée son évolution en fonction de l'ordonnée réduite, pour de faibles valeurs de γ .

On constate, pour le taux de turbulence le plus élevé (A), que cette fréquence moyenne passe par un maximum tant que γ_M reste inférieur à 0,6 ; l'allure des courbes pouvant traduire l'allure de la variation de γ . Pour un taux plus faible (B), le même phénomène se produit de moins en moins nettement au fur et à mesure que croît γ_M .

La variation de la probabilité moyenne d'état turbulent et sa décroissance vers la paroi notamment, sont, au

moins en partie, dues à ce phénomène.

REMARQUE :

Une interprétation possible du minimum local de la courbe correspondant à l'abscisse 41 cm (figure IV.6A) est suggérée par l'observation des films, montrant, de temps à autre l'absence d'intervalle laminaire pendant deux périodes de la pulsation imposée. Deux taches primitivement indépendantes s'étant accolées, la fréquence moyenne de passage diminue ce qui montre que les taches croissent plus vite au voisinage de $y^* = 1$. Ce mécanisme descriptif est utilisé par MAC CORMICK(92).

Enfin, la croissance avec x , à ordonnée réduite constante, de la fréquence moyenne de passage des spots (figure IV.6) est un argument en faveur de l'existence d'une zone d'abscisses de naissance des taches, de dimension non nulle, sous réserve que la naissance soit bidimensionnelle (x,y) . En effet puisque l'on observe de plus en plus de spots au fur et à mesure qu'on se déplace vers l'aval c'est qu'il en naît encore au delà de l'abscisse de transition. Ce raisonnement n'est valable que tant que deux taches nées à des instants différents ne sont pas rejointes ; pour cette raison les courbes de la figure IV.6. n'ont été tracées que pour de faibles valeurs de γ_M ; une généralisation aux écoulements permanents à intermittence non périodique serait hasardeuse pour la même raison.

IV.3. ETUDE DE LA VALEUR EFFICACE REDUITE τ .

Le développement de la transition, à un nombre de Reynolds donné, dépend de l'ordre de grandeur de la valeur efficace réduite des fluctuations de la vitesse longitudinale dans l'écoulement potentiel (τ_∞). En régime permanent, où elle est la plus faible, le nombre de courbes à exploiter s'est trouvé limité du fait de la position reculée de l'abscisse de

transition pour les vitesses moyennes choisies. C'est pourquoi les résultats relatifs au régime permanent présentés ci-dessous ont été obtenus à une vitesse supérieure à celles primitivement imposées (§II.4.2.) ; en outre, la soufflerie et les conditions expérimentales étant différentes dans ce cas, les résultats correspondants sont présentés à part.

IV.3.1. Ecoulement pulsé.

L'amplitude des pulsations imposées de vitesse est variable avec l'abscisse le long de la plaque (cf. §II.4.1.3. et figure IV.4. par exemple), aussi, dans l'étude comparative de l'évolution bidimensionnelle de la valeur efficace réduite, nous intéressons-nous à la quantité $(\tau - \tau_{\infty})/\tau_{\infty}$; les graphes correspondants auront plus de clarté.

La figure IV.7. montre trois ensembles de courbes auxquels sont attachées trois largeurs de pales rotatives utilisées au pulsateur (la dimension des pales détermine, la vitesse étant fixée, la plage de variation de τ_{∞}) ; les paramètres sont, la vitesse U_{∞} et l'abscisse le long de la plaque, la variable est l'ordonnée réduite y^* .

Ces trois groupes d'expériences ont quelques points communs :

Les courbes se déforment progressivement avec l'abscisse x dans la zone transitoire ; alors que pour les valeurs les plus faibles de x on ne note qu'un seul maximum, pour les valeurs les plus fortes on voit apparaître, quand la probabilité moyenne d'état turbulent dépasse 0,5, deux maxima, séparés par un minimum local. Le maximum le plus proche de la valeur $y^* = 0$ est plus rapidement croissant avec x que l'autre. Tous deux semblent passer par un extrémum atteint, par le maximum proche de la paroi, pour

un stade d'évolution de la transition moins avancé qu'il ne l'est pour l'autre (cf. pales 65 notamment).

Le maximum proche de la paroi est obtenu pour $y^* = 0,35 \pm 0,15$

Le minimum local, lorsqu'il existe, a une ordonnée y_m^* telle que

$$0,7 < y_m^* < 1,8$$

La position du second maximum est comprise entre $y^* = 2$ et $y^* = 3$.

Ces séries de courbes ne se différencient guère que par les valeurs de l'amplification relative dans la couche limite qui est, en général, d'autant plus grande que τ_∞ est petit.

IV.3.2. Ecoulement permanent.

La valeur efficace des fluctuations longitudinales de vitesse dans l'écoulement potentiel étant, dans ce cas, relativement constante il est inutile de présenter des valeurs relatives.

La figure IV.8. montre le résultat d'expériences réalisées, dans une soufflerie Eiffel classique, à l'aide d'un fil chaud dont la réponse n'a pas été linéarisée. La vitesse moyenne de l'écoulement potentiel vaut 27,2 m/s, l'intensité de turbulence 0,43 % environ.

On constate sur cette figure de nombreux points communs avec celles présentées ci-dessus. La déformation des courbes avec l'abscisse se traduit par l'apparition d'un minimum local lorsque γ_M atteint une valeur voisine de 0,3 ; le maximum proche de la paroi croît plus vite que l'autre. On ne note pas de maximum maximum ; une sorte de saturation dans le niveau atteint par le maximum de paroi semble néanmoins apparaître quand γ_M atteint 0,5.

Ce dernier se déplace de 1 à 0,5 au fur et à mesure du développement des taches, la position du minimum local reste comprise entre $y^* = 1$ et $y^* = 1,8$, le second maximum est toujours voisin de $y^* = 2,5$.

En comparant ces courbes à celles données par SCHUBAUER et KLEBANOFF (21) on s'aperçoit que la tendance à la création d'un minimum local est moins nette pour ces auteurs qu'elle ne l'est ici ; en outre, le niveau général des valeurs de τ est plus élevé qu'il ne l'est dans nos expériences bien que l'intensité de turbulence dans l'écoulement potentiel soit, dans cette référence, plus faible qu'ici. On peut soupçonner la présence de vibrations mécaniques lors de ces essais réalisés avec une qualité d'environnement inférieure à celle présidant aux autres expériences décrites. (Seul l'ordre de grandeur de τ semble être affecté).

IV.3.3. Interprétations à l'aide d'un modèle.

Le principe de superposition, adopté au premier chapitre, qui nous a guidé dans la construction, au chapitre III d'un schéma de vitesse locale instantanée permet, appliqué à la transition, de bâtir une écriture schématique de la composante fluctuante de la vitesse longitudinale. Le calcul de la valeur efficace τ , à partir de cette composante, va montrer que le taux reflète certaines propriétés fines du mécanisme de développement des taches turbulentes.

IV.3.3.1. Construction d'un schéma phénoménologique.

La définition adoptée pour particulariser les spots (§IV.D.) permet de les considérer, quel que soit le type d'écoulement envisagé (permanent ou pulsé) comme la superposition, contrôlée par la fonction intermittence $b(t)$, d'individualités u'_s , à un écoulement support dont nous n'envisageons que la partie centrée u'_1 .

L'ensemble s'écrit alors $\epsilon = u'_1 + b u'_s$

A la tache turbulente étant associées les propriétés

d'un état turbulent les fluctuations u'_t qu'elle transporte ne sont pas centrées autour de la même valeur moyenne que les fluctuations u'_l (centrées autour d'une valeur moyenne "laminaire"). On écrira alors

$$u'_s = a_0 + u'_t$$

a_0 étant indépendant du temps, mais fonction de x et y vraisemblablement. A partir de la différence des vitesses moyennes entre l'écoulement laminaire (profil de BLASIUS) et l'écoulement turbulent (imagé par la loi de puissance $1/7$) on a tracé sur la figure IV.9. (courbe B) une variation-type de a_0 avec y^* (seul est à considérer l'aspect schématique de cette courbe, étant donné que, pour la tracer, nous avons implicitement posé que les épaisseurs de déplacement laminaire et turbulente étaient égales ; il n'est pas vraiment assuré, en outre, que les parties laminaires et turbulentes suivent, dans la transition des lois exactement identiques aux lois correspondantes des régimes pleinement développés). Les anémogrammes de la figure IV.10, où il est aisé de noter l'allure dissymétrique des singularités turbulentes près de la paroi ($y^* = 0,33$ ou $0,42$) et au delà de l'ordonnée $y^* = 1,6$ ($2,32$ ou $2,70$ sur les exemples), confirment le bien-fondé de cette schématisation, utilisée précédemment par HIRSCH (50) et qu'il est également possible de déduire des travaux d'autres auteurs (21), (24).

La valeur moyenne du signal ainsi constitué s'écrit :

$$\bar{u}' = a_0 \bar{b} + \overline{bu'_t}$$

et, en supposant* qu'il n'y a pas de corrélation entre b et u_t' , on obtiendra un signal centré en écrivant :

$$u' = u_1' + b(a_0 + u_t') - a_0 \gamma \quad (\bar{b} = \gamma)$$

Cette écriture est, le terme u_1' mis à part, conforme à celle primitivement utilisée par CORRISIN et KISTLER (86) pour décrire des écoulements dans des zones de frontière, reprise depuis par KISTLER (93) et par GAVIGLIO et BURNAGE (23); elle est identique à celle utilisée dans la référence (94).

IV.3.3.2. Exploitation du schéma.

Calculons la quantité $U_\infty^2 \tau^2 = \overline{u'^2}$; on obtient sous l'hypothèse $\overline{bu_t'} = 0$ et en admettant que $\overline{b^2 u_t'^2} = \overline{b^2} \overline{u_t'^2} = \gamma \overline{u_t'^2}$:

$$U_\infty^2 \tau^2 = u_1'^2 + \gamma \left[\overline{u_t'^2} + (1-\gamma) a_0^2 \right] + 2a_0 \overline{bu_1'} + 2\overline{bu_1' u_t'} \quad (\text{IV.1.})$$

- Variation de τ avec y^*

La dérivée partielle de l'expression IV.1. par rapport à y^* s'explique ainsi :

$$2U_\infty^2 \tau \frac{\partial \tau}{\partial y^*} = 2\gamma(1-\gamma)a_0 \frac{\partial a_0}{\partial y^*} + \frac{\partial \gamma}{\partial y^*} \left[\overline{u_t'^2} + (1-2\gamma)a_0^2 \right] + \frac{\partial u_1'^2}{\partial y^*} + \bar{C}$$

la quantité $\bar{C}$ s'écrit, en supposant que dans la zone

$$0 < y^* < 3 \text{ on a : } \frac{\partial u_t'}{\partial y^*} \approx 0$$

$$\bar{C} = 2 \left(\frac{\partial}{\partial y^*} (a_0 \overline{bu_1'}) + \frac{\partial}{\partial y^*} (\overline{bu_1' u_t'}) \right)$$

Dans l'épaisseur de la couche limite telle que :

* La validité de cette hypothèse est renforcée par les conclusions des chapitres I et III où on a constaté que c'est l'écoulement support (basse fréquence) qui commande la naissance des instabilités et non les instabilités elles-mêmes.

$$0 < y^* < 1 .$$

on peut admettre que $\frac{\partial \overline{u_1'}}{\partial y^*} \geq 0$

supposons en outre que $\overline{C} \geq 0$

Comme le terme $\frac{\partial \gamma}{\partial y^*} (\overline{u_1'}^2 + (1-2\gamma)a_0^2) \geq 0$ (ou est petit vis-à-vis des autres si $\gamma_M > \frac{1}{2}$), pour que $\frac{\partial \tau}{\partial y^*}$ puisse s'annuler près de la paroi il faut que le produit $a_0 \frac{\partial a_0}{\partial y^*}$ s'annule lui-même et devienne négatif.

Le pic pariétal est essentiellement relatif à la variation de a_0 .

Au voisinage de $y^* = 1$ des hypothèses concernant cette fois l'ordre de grandeur de $\frac{\partial \overline{u_1'}}{\partial y^*}$ et de $\overline{C}$ permettent de montrer que le signe de $\frac{\partial \tau}{\partial y^*}$ est essentiellement donné par le même produit $a_0 \frac{\partial a_0}{\partial y^*}$.

Le minimum local est voisin de l'endroit où $a_0 = 0$ (si ce dernier est lui-même proche de $y^* = 1$).

Son existence est subordonnée à la validité des hypothèses qui, au vu des résultats expérimentaux, semblent respectées lorsque γ_M atteint une valeur de l'ordre de 0,3 à 0,5. On montrerait, de la même manière, que le second maximum des courbes $\tau(y^*)$ est lié à un nouveau changement de signe du produit $a_0 \frac{\partial a_0}{\partial y^*}$.

La position exacte de l'endroit où la vitesse moyenne des taches turbulentes est égale à la vitesse moyenne laminaire locale ($a_0=0$) est cependant difficile à préciser par l'intermédiaire des courbes $\tau(y^*)$, étant donné qu'il nous a fallu faire des hypothèses peut être trop simplificatrices. On peut seulement dire, au vu des courbes, que cette position est voisine de $y^*=1$ et qu'elle semble se déplacer avec x (quand elle est repérée avec le type de coordonnées réduites adoptées : $y^* = y/\delta_1(x)$) ; il n'est pas impossible que, puisque δ_1 est

variable avec l'abscisse, la position absolue soit fixe comme le montrent les profils de vitesse tracés par DHAWAN et NARASIMHA (24). De même, la coïncidence de cette ordonnée caractéristique à partir de laquelle semblent entretenues les taches avec celle où leur développement est maximum n'est pas assurée.

Il est intéressant de noter qu'on retrouve, en régime turbulent permanent, une propriété analogue (constatée par des voies différentes) puisque FAVRE, GAVIGLIO et DUMAS (95) ont mis en évidence une distance à la paroi où les tourbillons se déplacent à la vitesse moyenne locale alors qu'ils ont, plus près de celle-là une vitesse supérieure. On peut d'ailleurs rapprocher les deux types d'observations (régime transitoire et régime turbulent) pour montrer que, si l'ordonnée absolue de l'endroit où $a_0 = 0$ est constante, les deux constatations sont en accord avec la loi faisceau mise en évidence par MOUTON et ses collaborateurs (96).

- Variation de τ avec x .

Reprenant la formule (IV.1.) et dérivant les deux membres par rapport à x , on obtient, après avoir, comme GAVIGLIO et BURNAGE (23), négligé les termes

$$\frac{\partial u'_e}{\partial x}, \frac{\partial u'_t}{\partial x}, \frac{\partial a_0}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial x} (a_0 \overline{bu'_1}) \text{ et } \frac{\partial}{\partial x} (\overline{bu'_1 u'_t})$$

devant les autres :

$$2U_\infty^2 \tau \frac{\partial \tau}{\partial x} = \frac{\partial \gamma}{\partial x} (u'_t{}^2 + (1-2\gamma)a_0^2) + r \quad (r \text{ petit vis-à-vis des autres termes})$$

Hors des régions où $a_0 = 0$, $\frac{\partial \tau}{\partial x}$ peut s'annuler si :

$$\gamma = \frac{1}{2} + \frac{\overline{u_t^2}}{2a_0^2} + \frac{r}{2a_0^2 \frac{\partial \gamma}{\partial x}} \quad \left(\frac{\partial \gamma}{\partial x} \neq 0 \right).$$

τ peut passer par un extrémum à une abscisse où γ prend une valeur voisine de $\frac{1}{2}$, comme l'ont montré les auteurs de la référence (23). Dans les types de couche limite envisagés ici, du fait de la variation de γ avec y^* , il existe une infinité d'abscisse où cette propriété est satisfaite ; cependant, si de plus on impose $\frac{\partial \tau}{\partial y^*} = 0$ le nombre des possibilités est limité.

Pour l'écoulement pulsé, le taux étant suffisamment grand, ($\tau_\infty \approx 5,5\%$) le pic proche de la paroi passe par un maximum lorsque γ_M est compris entre 0,60 et 0,97, les valeurs locales de γ étant, pour leur part, encadrées par 0,55 et 0,97 ce qui montre que la somme $\frac{\overline{u_t^2}}{2a_0^2} + \frac{r}{2a_0^2 \frac{\partial \gamma}{\partial x}}$ n'est pas négligeable devant $\frac{1}{2}$. Il en est de même lorsque τ_∞ diminue puisque pour $x=49$ cm ($\tau_\infty \approx 4,5\%$), où ce même pic pariétal est maximum, on a $\gamma_M = 0,64$ et γ local vaut 0,6.

En écoulement permanent, les courbes tracées sur la figure IV.8. ne permettent pas de préciser une valeur d'abscisse de même type ; par contre les courbes de SCHUBAUER et KLEBANOFF (21) montrent un pic passant par un maximum maximum pour γ (ou γ_M) $\approx 0,70$.

Dans tous les cas les maxima sont atteints pour une valeur locale de la probabilité d'état turbulent légèrement supérieure à $\frac{1}{2}$ (de l'ordre de 0,5 à 0,6) et, du fait de la variation de γ avec y^* , pour une valeur γ_M supérieure à la précédente. La valeur 0,7 de la référence (21) semble, de ce point

de vue, confirmer les précédents résultats relatifs à la variation de la probabilité d'état turbulent avec l'ordonnée.

IV.4. CONCLUSIONS.

Après avoir précisé à quel type de singularité est attaché le terme "tache turbulente", on recueille des informations sur ces taches par l'intermédiaire, essentiellement, de l'étude de la valeur efficace réduite (τ) des fluctuations de la vitesse longitudinale et de la valeur moyenne temporelle (γ) de la fonction intermittence traduisant l'alternance des états laminaire et turbulent.

L'une des deux méthodes de mesure de γ a nécessité l'étude préalable d'un détecteur électronique de "spots". Ses possibilités d'emploi se sont révélées limitées dès que la probabilité d'état turbulent dépasse la valeur 0,5. Les résultats obtenus ont cependant conduit à des interprétations intéressantes.

Une distance à la paroi, caractéristique du développement des taches et indépendante du type de régime (permanent ou pulsé) a été mise en évidence ; elle est voisine de l'épaisseur de déplacement. On a pu également, grâce à l'exploitation d'un schéma phénoménologique, déduit, comme ceux précédemment construits, de l'application du principe de superposition, constater la manifestation d'un décalage entre les vitesses moyennes des taches et de l'écoulement "laminaire" les séparant, sur les courbes traduisant la variation de τ en fonction de l'ordonnée. L'existence, pour chaque valeur d'abscisse, d'une position dans l'épaisseur de la couche limite où les taches sont entraînées à la vitesse "laminaire" locale s'est elle aussi révélée indépendante du type d'écoulement.

Les régimes permanent et pulsé possèdent, dans la dernière phase transitoire, de nombreuses propriétés dynamiques communes.

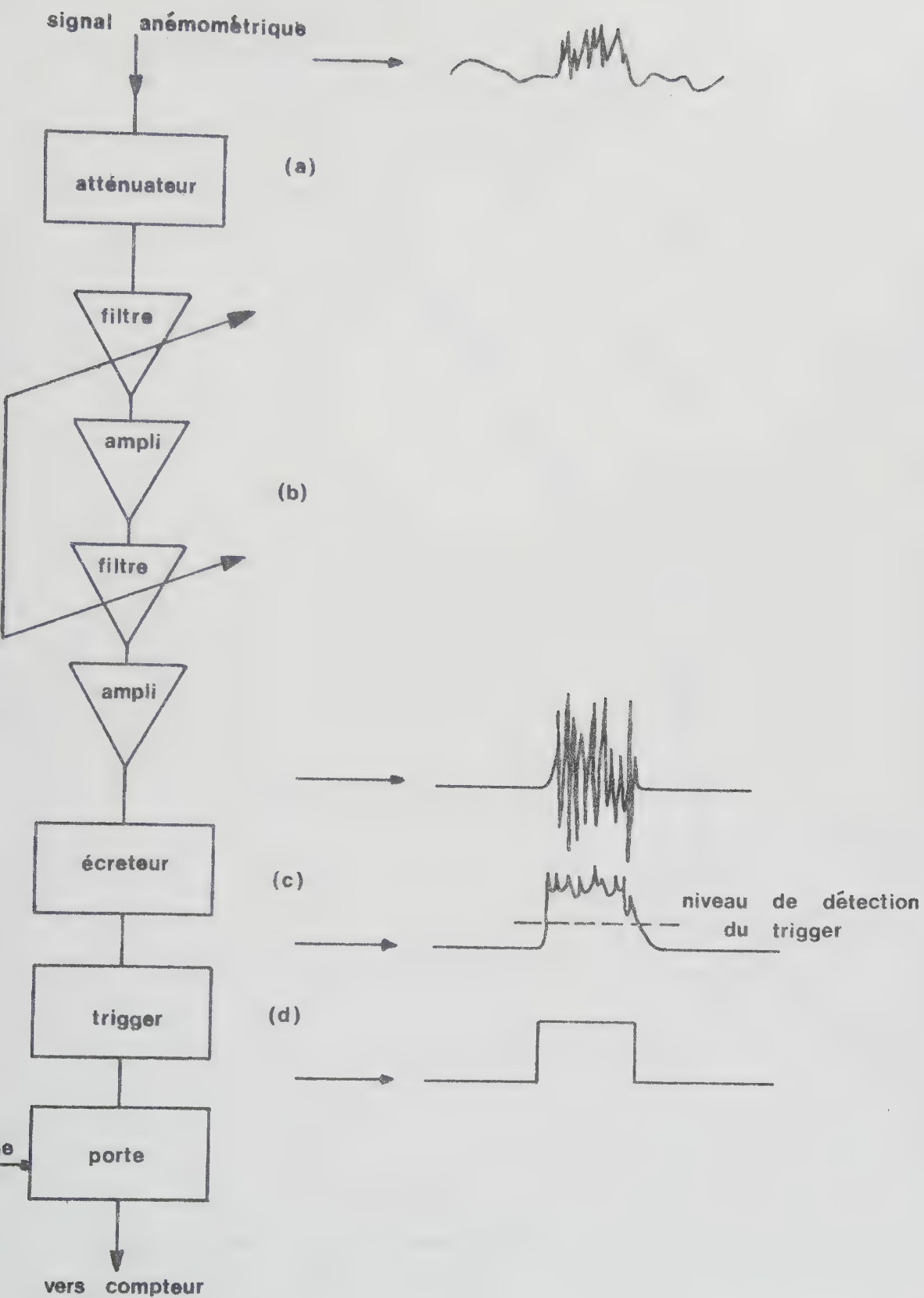


Fig IV 1 Schéma synoptique du détecteur et traitement du signal

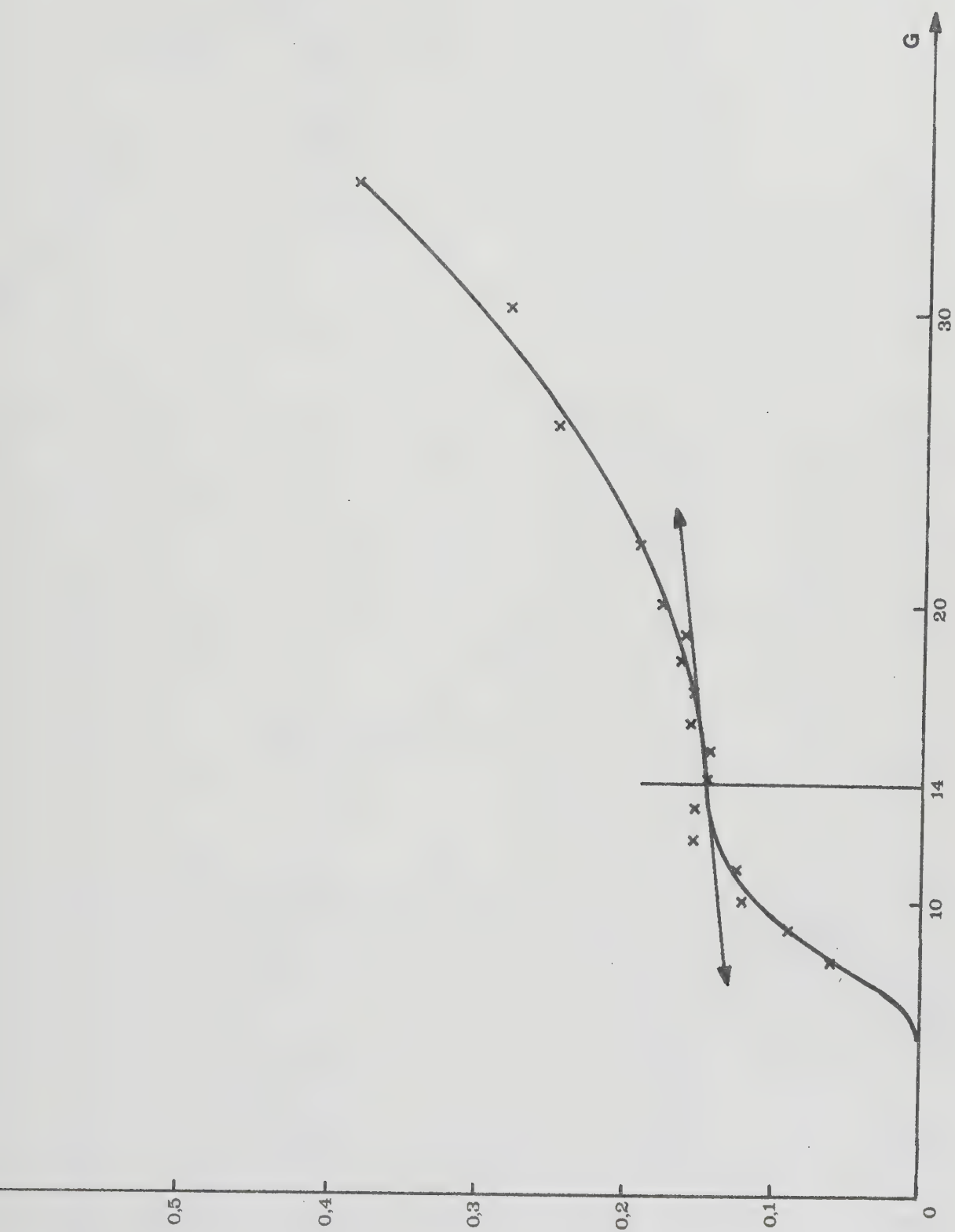


Figure IV 2 Courbe - type d'étalonnage du détecteur

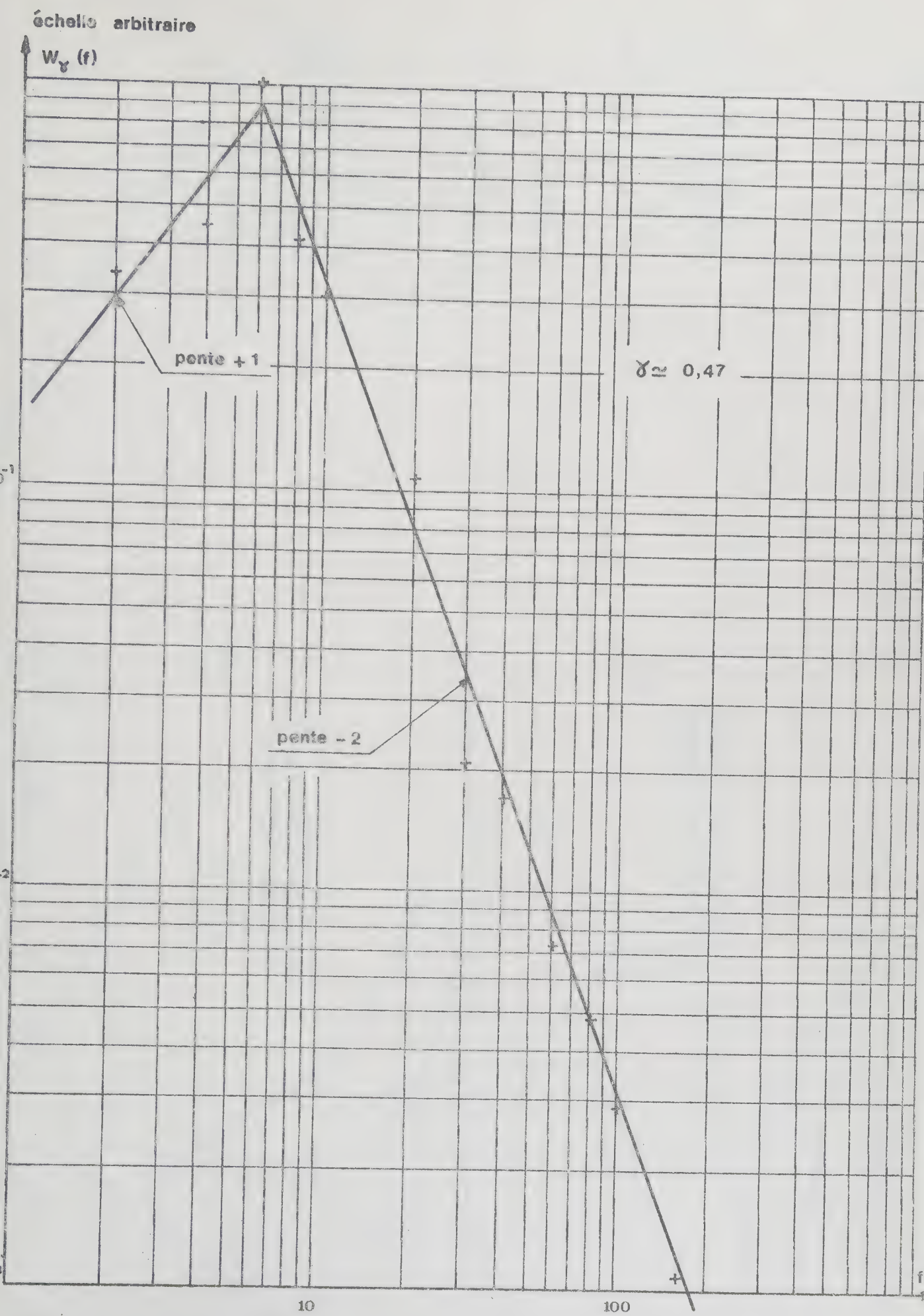
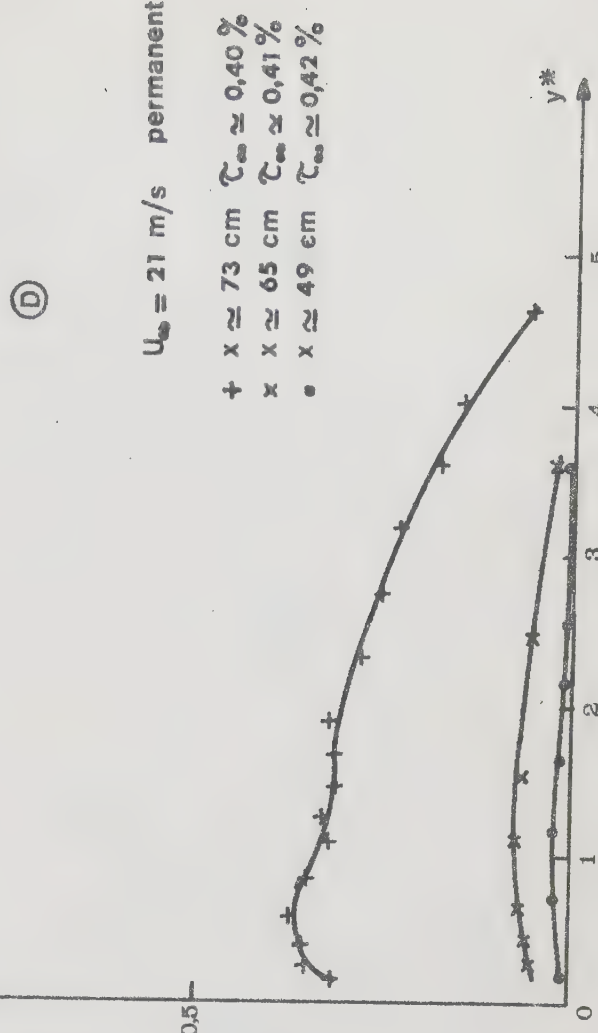
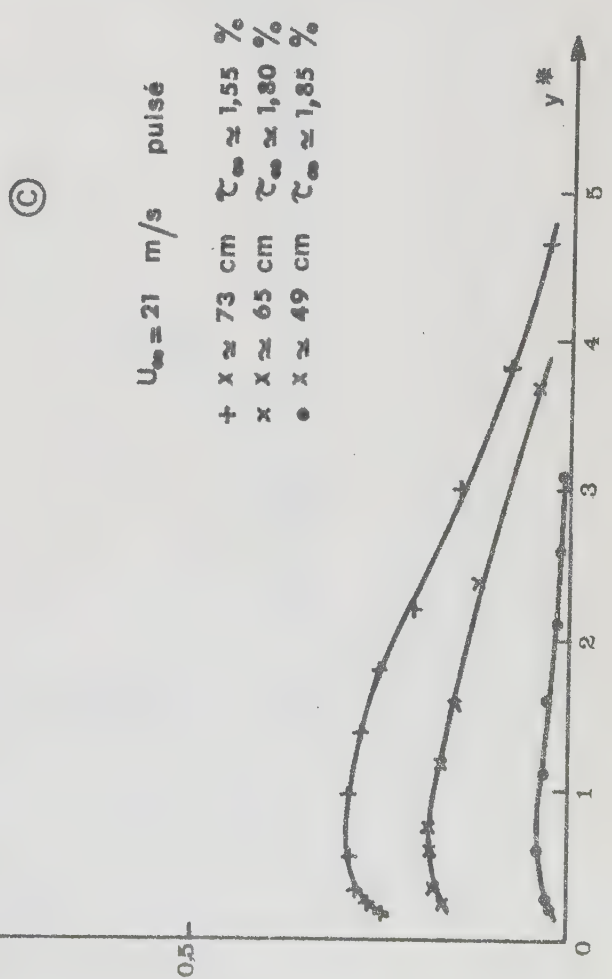
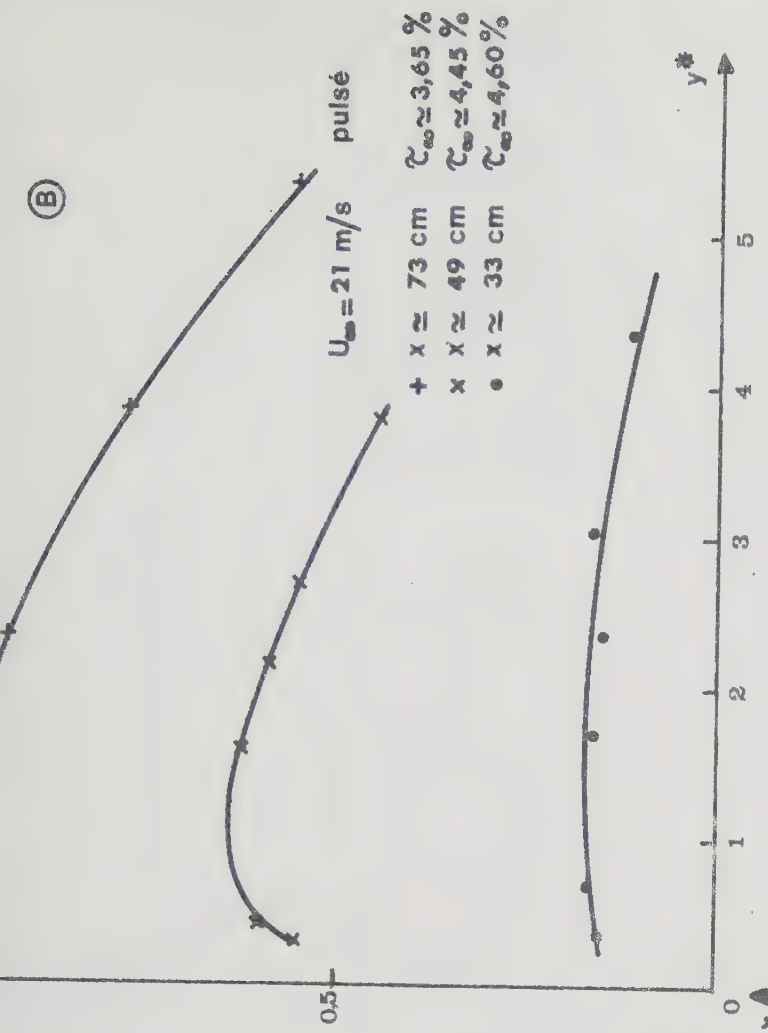
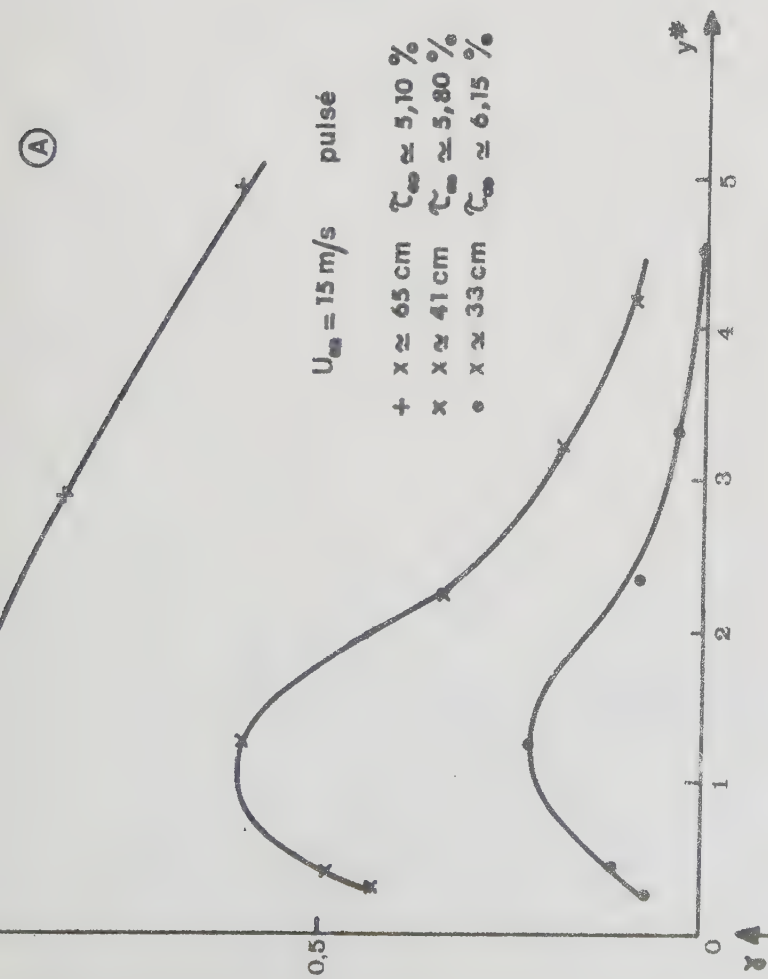


Figure IV 3 Spectre du signal intermittent en écoulement permanent



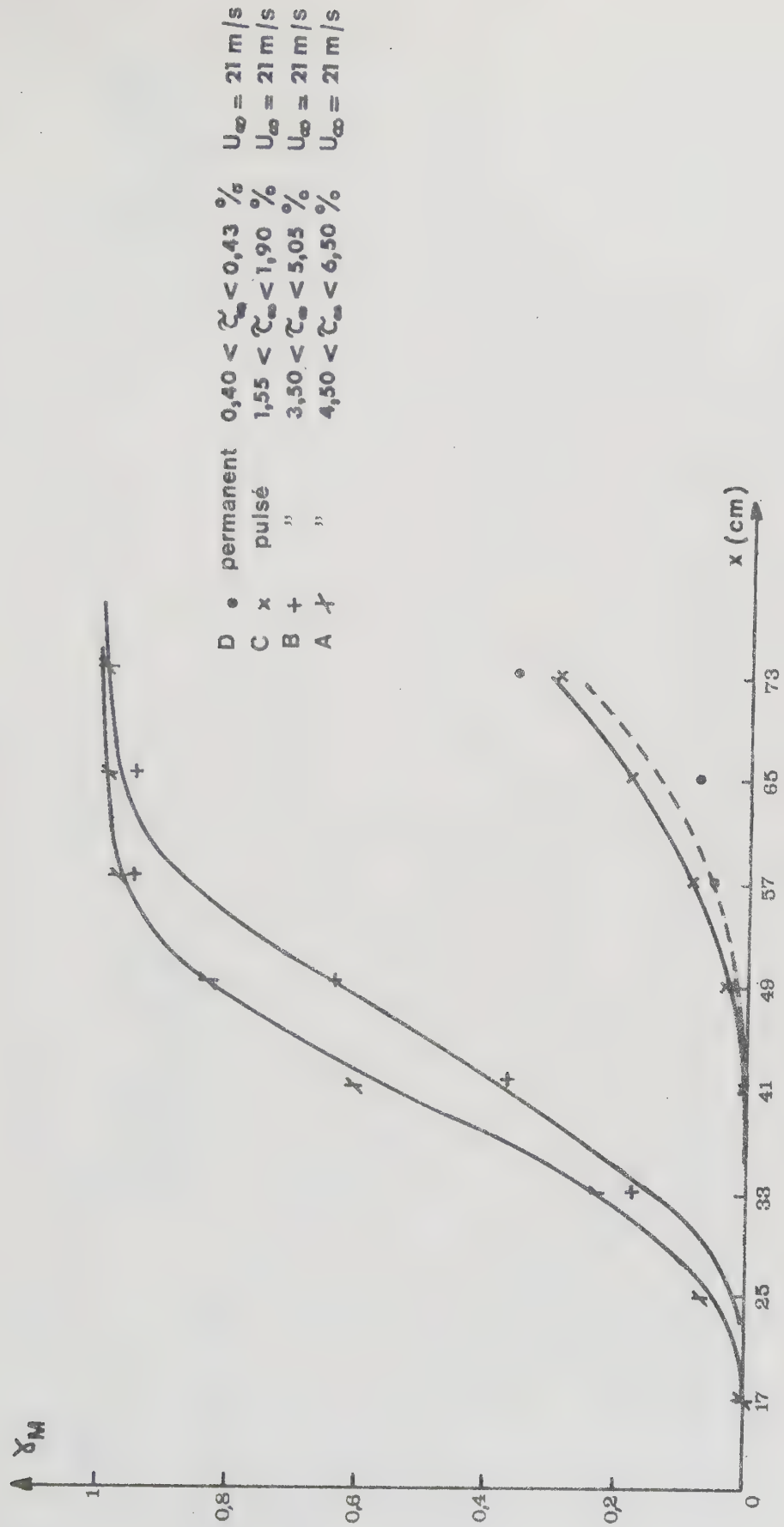


Figure IV 5 Evolution de γ_M avec l'abscisse

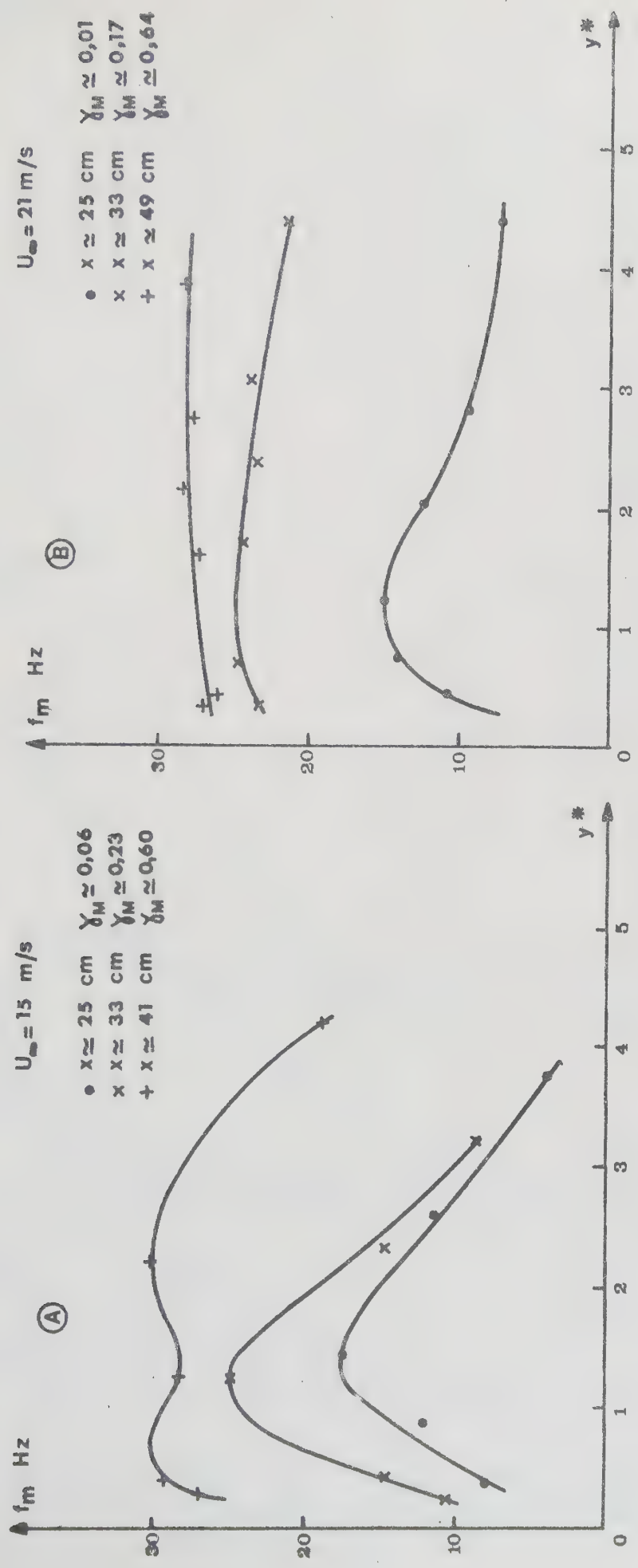
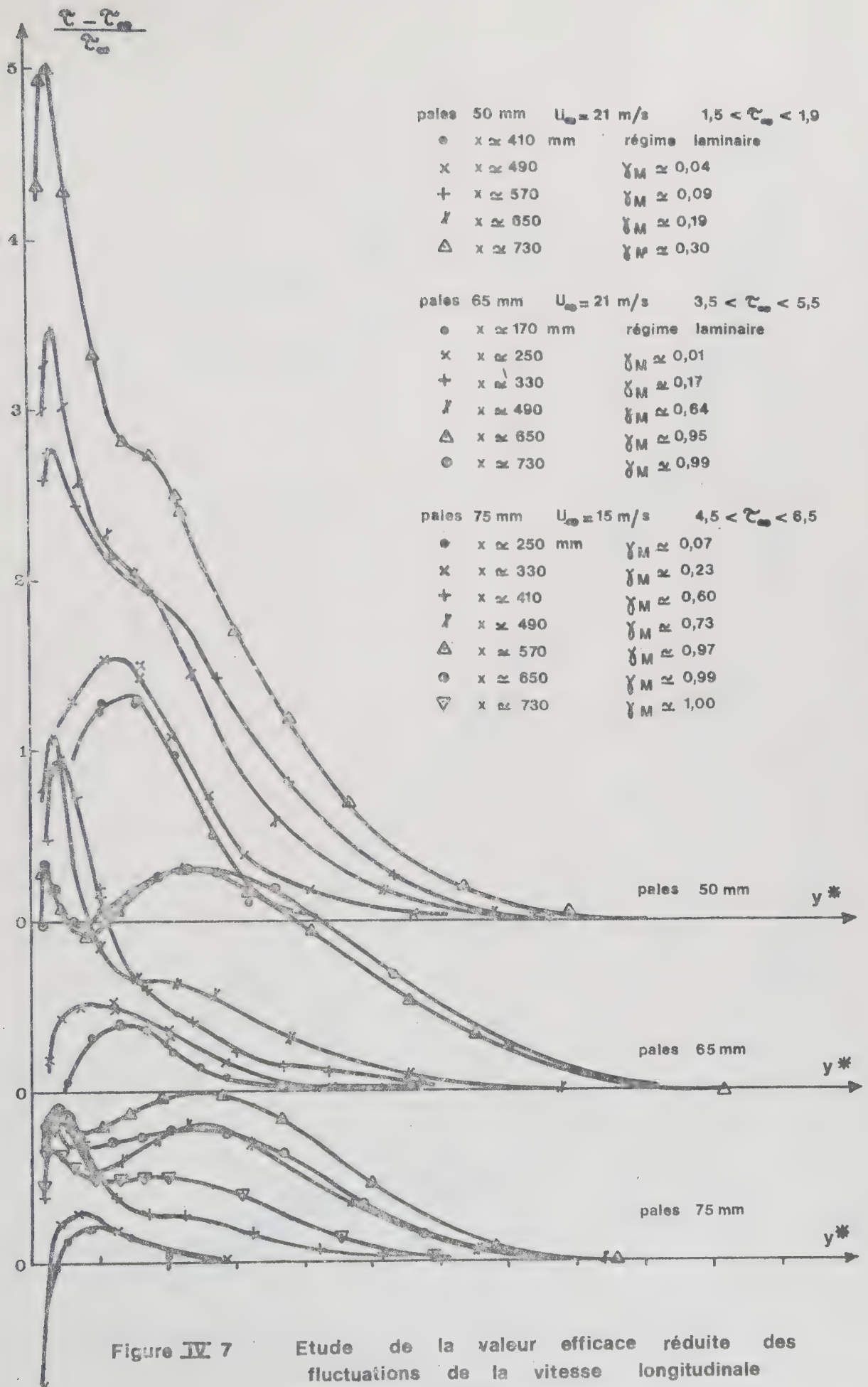


Figure IV. 6 Fréquence moyenne du passage des taches en écoulement pulsé



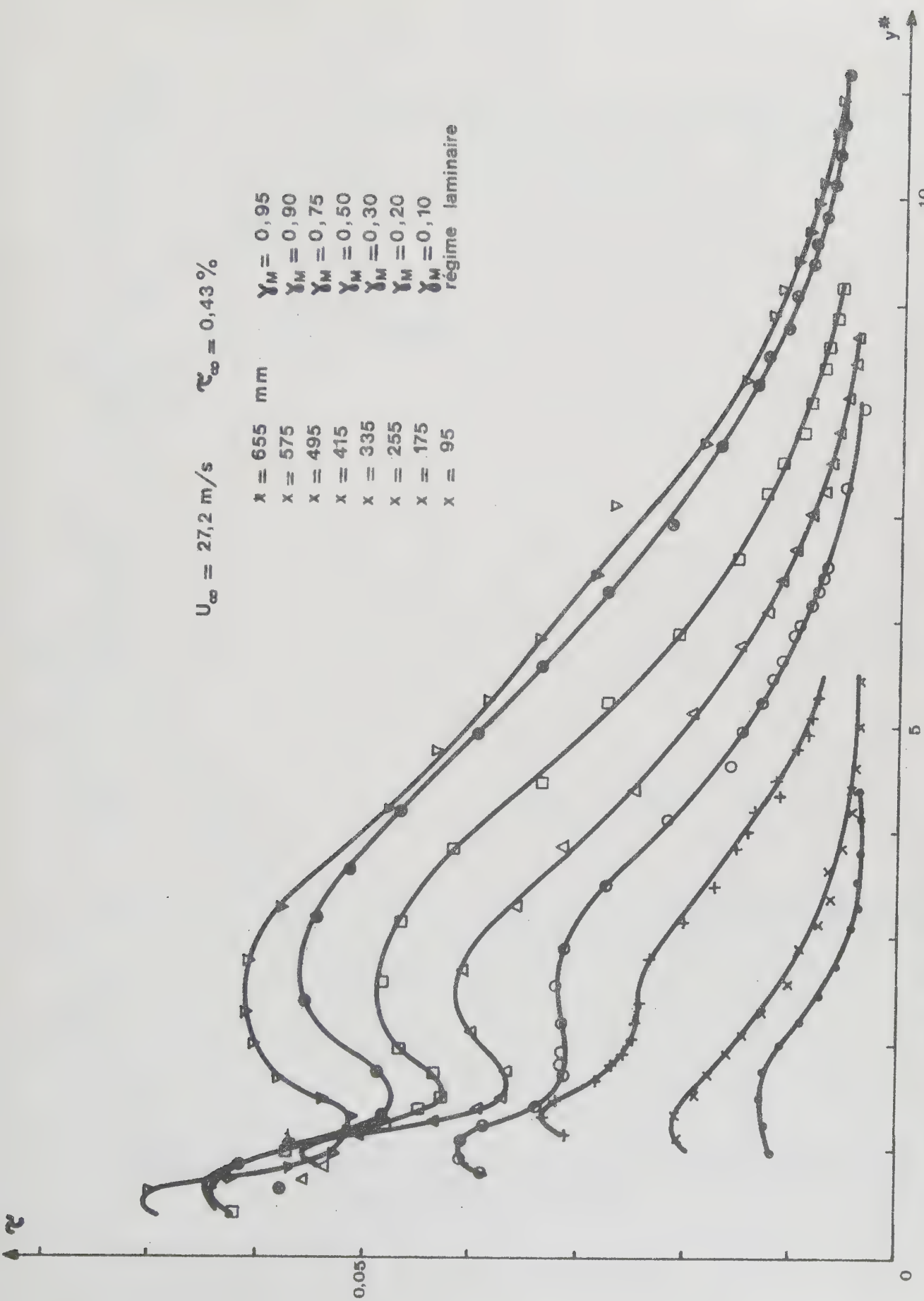


Figure IV 8 Etude de la valeur efficace réduite des fluctuations de la vitesse longitudinale
Ecoulement permanent

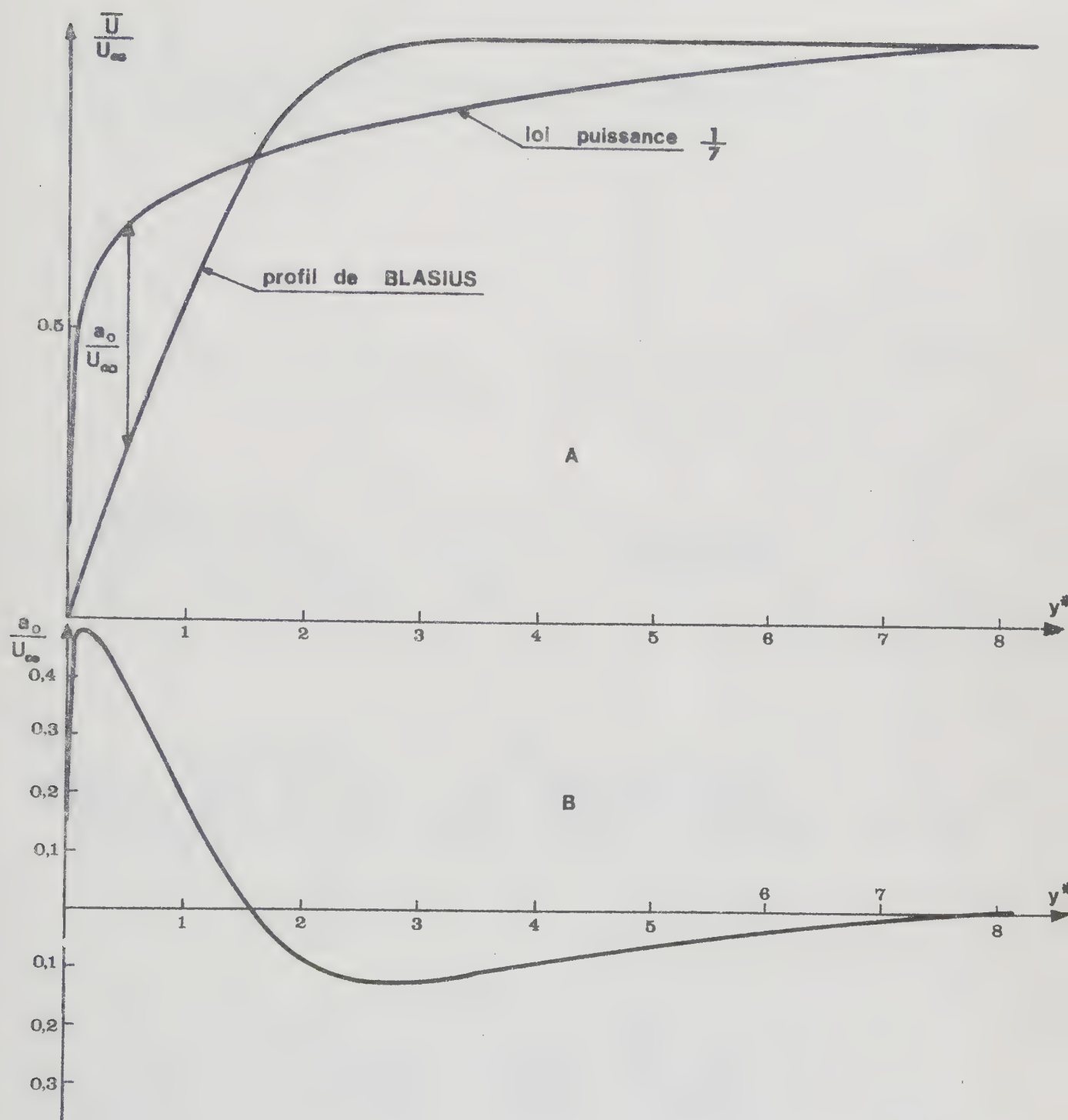
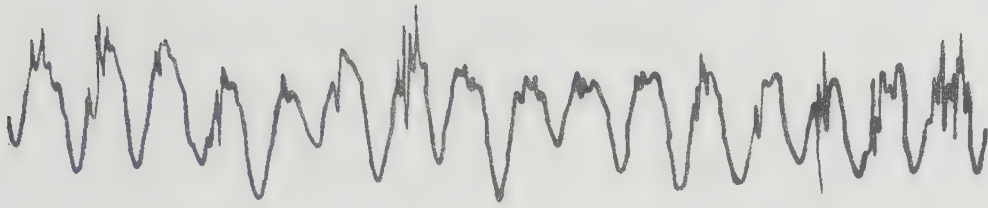


Figure IV 9 Variation type du décalage a_0 de la vitesse moyenne des taches turbulentes

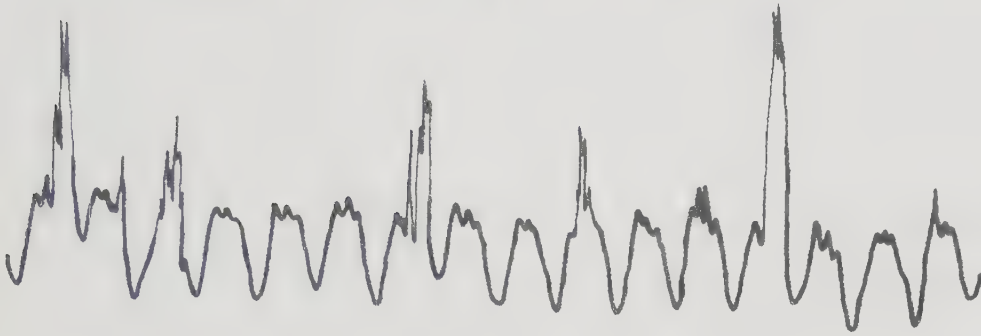
$x = 33 \text{ cm}$ $\mathcal{C}_{\infty} \simeq 6,15$



$y^* \simeq 2,32$
 $\gamma \simeq 0,08$



$y^* \simeq 1,24$
 $\gamma \simeq 0,22$

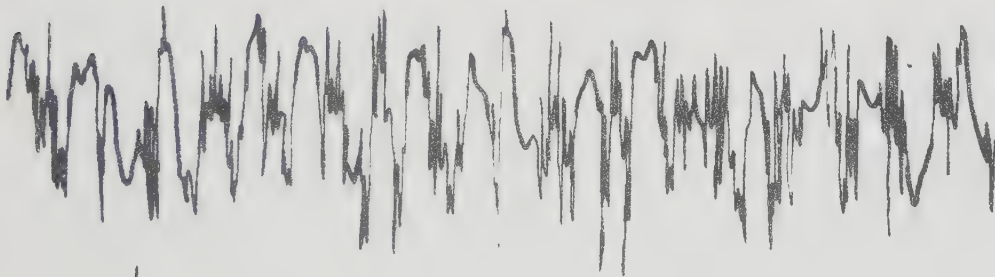


$y^* \simeq 0,42$
 $\gamma \simeq 0,11$

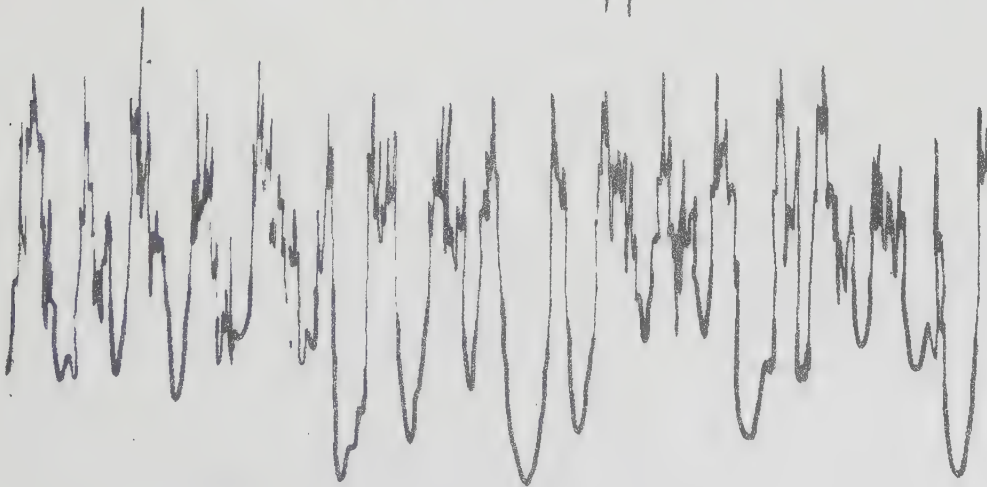


$x = 49 \text{ cm}$ $\mathcal{C}_{\infty} \simeq 4,45$

$y^* \simeq 2,70$
 $\gamma \simeq 0,54$



$y^* \simeq 1,57$
 $\gamma \simeq 0,62$



$y^* \simeq 0,33$
 $\gamma \simeq 0,55$

Figure IV 10 Anémogrammes en écoulement pulsé

C O N C L U S I O N

La théorie linéaire de la stabilité s'étant révélée parfaitement adaptable au cas des couches limites non stationnaires, on a pu l'appliquer ici au régime particulier d'écoulement pulsé. La complication introduite par l'intervention directe du temps a nécessité, pour l'application réalisée, comme pour celles effectuées par ailleurs, la formulation d'hypothèses ; la principale, qui, au vu des résultats, ne s'est pas révélée inadaptée, est ici l'absence d'intervention directe de la viscosité sur le comportement des perturbations. La résolution numérique de l'équation aux dérivées partielles régissant le mouvement a alors pu être envisagée grâce au développement d'une méthode originale de calcul.

Après étude de la stabilité numérique de la méthode associée à l'équation, l'application a conduit aux principaux résultats suivants :

- La rapide diminution de la part d'énergie due à la composante normale de vitesse devant celle apportée par la composante longitudinale, justifie l'étude expérimentale, développée ultérieurement, et basée sur la mesure de la seule composante longitudinale.

- L'influence du nombre d'onde conduit à différencier le comportement des structures, dans l'épaisseur de la couche limite, suivant leur taille. Un enrichissement relatif en petites structures a été constaté loin de la paroi alors que près de celle-ci prédomine l'effet des grosses structures.

- Le filtrage temporel, provoqué par la pulsation de l'écoulement support, entraîne la création d'une phase instable du mouvement dont la période d'apparition est celle de cet écoulement pulsé.

La préparation du montage destiné à l'étude expérimentale des taches turbulentes a conduit à essayer de recenser les perturbations,

constituées par des modifications locales du gradient de pression et par des vibrations mécaniques, pour, soit les contrôler, soit, plus simplement, préciser les conditions de travail. Comme tous les écoulements, celui qui sert de base à l'étude possède des particularités qui lui sont propres ; quelques mesures vérificatives ont cependant révélé que le montage définitif était "sain".

Les spectres de densité de puissance ont servi de support aux informations recueillies sur la naissance des taches de transition.

Un schéma où apparaît une fonction intermittente contrôlant le mécanisme de naissance des instabilités a permis de distinguer leur incidence sur la forme des spectres ; l'interprétation des résultats en a été facilitée et on a pu constater :

- L'existence, dans la zone prétransitoire, d'une instabilité à apparition périodique (conforme, de ce point de vue, aux conclusions des théories) possédant un "spectre étroit" centré sur une assez basse fréquence. Elle naît, de préférence, à une distance à la paroi voisine de l'épaisseur de déplacement (δ_1) mais se rapproche de la plaque lorsqu'apparaissent les premières taches.

- La manifestation d'une autre perturbation, moins énergétique, à "spectre large" et constituée de plus hautes fréquences que la précédente. Son comportement, dans l'épaisseur de la couche-limite, rappelle celui des petites structures de la théorie.

Il a été également possible d'interpréter les spectres de l'écoulement permanent grâce à un schéma très voisin du précédent mais les résultats sont, en raison de difficultés techniques (longueur des échantillonnages), plus discutables.

On a ensuite étudié la croissance des taches turbulentes dans la dernière phase transitoire par l'intermédiaire de

l'évolution de la valeur moyenne (γ) d'une fonction intermittence, extension de celle précédemment définie.

On a ainsi constaté l'existence, pour chaque valeur d'abscisse, d'une ordonnée (voisine de δ_1) où γ passe par un maximum dans l'épaisseur des couches limites étudiées. En écoulement pulsé, les taches sont à la fois plus nombreuses et plus durables à cette ordonnée que partout ailleurs.

L'étude de la valeur moyenne quadratique des fluctuations de la vitesse longitudinale a ensuite permis de suivre les conséquences énergétiques du développement des taches. C'est ainsi, qu'après construction d'un schéma phénoménologique, déduit, comme les précédents, de l'application du principe de superposition, on a mis en évidence le décalage, variable avec la distance à la paroi, entre la vitesse moyenne des taches et celle de l'écoulement laminaire les séparant. L'existence d'une distance à la paroi, caractéristique du mouvement des "spots", puisqu'ils s'y déplacent à la vitesse moyenne "laminaire" locale, fut confirmée à ce propos. Il faut attirer l'attention sur cette propriété qui semble encore se manifester dans les couches limites turbulentes.

Parmi les quelques renseignements apportés par ce travail on peut souligner les nombreux points communs, dans le comportement des taches turbulentes, au régime pulsé et au régime permanent. Le schéma phénoménologique a, entre autres, révélé la similitude. Une autre observation paraît intéressante.

La concordance, au niveau du phénomène principal (instabilité périodique), entre les études théoriques quasi-statique et non stationnaire - pourtant basées sur des hypothèses de départ très différentes - permet de préciser le rôle de la viscosité ; il est essentiellement contenu dans la création d'un profil inflexionnel instantané dont, en définitive, l'apparition déclenche l'insta-

bilité. Il semble bien, puisqu'il fut possible de décrire la naissance des perturbations selon des schémas très voisins que le régime soit ou non pulsé, que le profil instantané de vitesse joue le même rôle en écoulement "permanent".

On peut se demander si d'autres méthodes d'action non stationnaire sur le profil ne permettraient pas de retarder l'apparition des taches turbulentes. C'est une perspective intéressante d'études faisant suite à celle-ci.

TRANSFORMATION DE L'EQUATION (I_{TER}) EN UN SYSTEME D'EQUATIONS AUX
DERIVEES PARTIELLES.

Rappelons que l'équation (I_{ter}) s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{y}^2} - k^2 \Phi \right) + \tilde{i} k \left[\tilde{U} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{y}^2} - k^2 \Phi \right) - \tilde{U}_{\tilde{y}^2}'' \Phi \right] = 0 \quad (I_{\text{ter}})$$

Posons : $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{y}^2} - k^2 \Phi = \tilde{i} k \varphi(\tilde{y}, \tilde{t})$

et reportons le deuxième membre de cette égalité dans l'équation ; on obtient :

$$\tilde{i} k \left[\frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{t}} + \tilde{i} k \tilde{U} \varphi - \tilde{U}_{\tilde{y}^2}'' \varphi \right] = 0$$

Pour k différent de zéro on peut écrire un premier système :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{t}} + \tilde{i} k \tilde{U} \varphi = \tilde{U}_{\tilde{y}^2}'' \varphi \quad (a)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{y}^2} - k^2 \Phi = \tilde{i} k \varphi \quad (b)$$

Pour obtenir un système du premier ordre posons

$$\Phi = A(\tilde{y}, \tilde{t}) e^{k\tilde{y}} + B(\tilde{y}, \tilde{t}) e^{-k\tilde{y}}$$

Deux fonctions inconnues étant ainsi introduites on peut imposer une relation entre elles en écrivant par exemple :

$$\frac{\partial A}{\partial \tilde{y}} e^{k\tilde{y}} + \frac{\partial B}{\partial \tilde{y}} e^{-k\tilde{y}} = 0$$

Après report dans (b) on a :

$$\frac{\partial A}{\partial \tilde{y}} e^{k\tilde{y}} - \frac{\partial B}{\partial \tilde{y}} e^{-k\tilde{y}} = \tilde{i} \varphi$$

On peut alors expliciter $\frac{\partial A}{\partial \tilde{y}}$ et $\frac{\partial B}{\partial \tilde{y}}$.

Bien que le système résultant soit d'ores et déjà du premier ordre il est intéressant, pour la résolution numérique ultérieure (cf.I.2.) de modifier également l'équation (a) en posant

$$\varphi = K(\tilde{y}, \tilde{t}) e^{-i l k H(\tilde{y}, \tilde{t})} \quad \text{avec} \quad \frac{\partial H}{\partial \tilde{t}} = \tilde{U}$$

Après report dans l'équation (a) on obtient le système :

$$\frac{\partial K}{\partial \tilde{t}} = \frac{1}{2} \tilde{U}''_{\tilde{y}} (A e^{k \tilde{y}} + B e^{-k \tilde{y}}) e^{i l k H}$$

$$\frac{\partial A}{\partial \tilde{y}} = \frac{i}{2} K e^{-k \tilde{y}} - i l k H$$

$$\frac{\partial B}{\partial \tilde{y}} = -\frac{i}{2} K e^{k \tilde{y}} - i l k H$$

L'introduction des parties réelles et imaginaires des différentes fonctions porte en fait à six le nombre des équations à résoudre (cf.réf.57,p.26).

Le calcul des conditions initiales portant sur A et B se fait, d'une part, comme on l'a dit (§ I.1.2.2.), par transformation de FOURIER de la condition portant sur $\tilde{v}(\tilde{x}, \tilde{y}, 0)$ qui donne :

$$\tilde{\Phi}(k, \tilde{y}, 0) = \tilde{i} \epsilon_k g(\tilde{y})$$

$$\text{avec } \epsilon_k = \frac{e}{k} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda_0}} e^{-\frac{k^2}{4\lambda_0}} \quad \text{et } g(\tilde{y}) = \frac{\tilde{y}^n e^{-n \frac{\tilde{y}}{\tilde{y}_c}}}{\tilde{y}_c^n e^{-n}}$$

d'autre part, en utilisant la définition de ces fonctions à

partir de $\tilde{\varphi}$ et en calculant $\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}}(\tilde{y}, 0)$ ce qui permet d'obtenir :

$$A(\tilde{y}, 0) = \frac{\tilde{i}}{2} \epsilon_k(g(\tilde{y})) + \frac{1}{k} \frac{dg}{d\tilde{y}} e^{-k\tilde{y}}$$

$$B(\tilde{y}, 0) = \frac{\tilde{i}}{2} \epsilon_k(g(\tilde{y})) - \frac{1}{k} \frac{dg}{d\tilde{y}} e^{k\tilde{y}}$$

Le calcul des conditions portant sur $K(\tilde{y}, 0)$ nécessite, dans un premier temps, l'utilisation de la définition de K (à partir de φ), dans un second la définition de φ (à partir de $\tilde{\varphi}$ et $\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}^2}$). On obtient

$$K(\tilde{y}, 0) = \varphi(\tilde{y}, 0) e^{i1kH} = - \frac{\tilde{i}}{k} \left(\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}^2} - k^2 \tilde{\varphi} \right) e^{i1kH}$$

$$\text{d'où } K(\tilde{y}, 0) = \frac{\epsilon_k}{k} \left(\frac{d^2 g}{d\tilde{y}^2} - k^2 g \right) e^{i1kH}$$

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES *

- (1) REYNOLDS, o. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and the law of resistance in parallel channels.
Phil.Trans.Roy.Soc.174,935-982 (1883)
voir ref.2,p.14, et 431-432.
- (2) SCHLICHTING, h. Boundary-layer theory.
6^eed.Mac Graw-Hill, New-York, London, Karlsruhe (1968).
- (3) STUART, j. t. Hydrodynamic stability.
Appl.Mech.Rev.18,523-531 (1965).
- (4) GÖRTLER, h., VELTE, w. Recent mathematical treatments of laminar flow and transition problems.
T.P.F., Suppl.Vol.10, p.53-510 (1967).
- (5) MORKOVIN, m. v. Transition from laminar to turbulent shear flow. A review of some recent advances in its understanding.
Trans.Am.Soc.Mech.Engrs.80, p.1121-1128 (1958).
- (6) TANI, i. Review of some experimental results on boundary layer transition.
T.P.F., Suppl.Vol.10, p.S.11-S.16 (1967).
- (7) KNAPP, c. f., RUACHE, p. j. A combined visual hot-wire anemometer investigation of boundary-layer transition.
AIAA Journal.Vol.6 N°1, p.29-36 (1968).
- (8) SCHLICHTING, h. Zur Entstehung der Turbulenz bei der Plattenströmung.
Nachr.Ges.Wiss.Göttingen, Math-Phys-Kl. (S.181-208)(1933) ou dans la réf.(2) p.438-455.
- (9) TOLLMIEIN, w. Über die Entstehung der Turbulenz 1. Mitteilung.
Nachr.Ges.Wiss.Göttingen, Math.Phys.Kl.S.21-44 (1929) ou dans Boundary layer and flow control, Vol.2, the nature of transition par TOLLMIEIN et GROHNE, Pergamon Press (1961).
- (10) SCHUBAUER, g. b., SKRAMSTAD, h. k. Laminar boundary layers oscillations and transition on a flat plate.
NACA.Rep.909 (1948)

* On a utilisé les sigles suivant :

T.P.F. pour The physics of fluids

J.F.M. - Journal of fluid Mechanics

- (11) KLEBANOFF, p.s., TIDSTROM, k.d., SARGENT, l.h. The three-dimensional nature of boundary layer instability.
J.F.M. Vol.12, part.1, p.1-34 (1962).
- (12) KOMODA, h. Non linear development of disturbance in a laminar boundary-layer.
T.P.F., Suppl. Vol.10, p. S87-S94. (1967).
- (13) BENNEY, d.j., LIN, c.c. On the secondary motion induced by oscillations in a shear flow.
T.P.F., Vol.3, p.656 (1960).
- (14) CROW, s.c. The spanwise perturbation of two-dimensional boundary-layers.
J.F.M. Vol.24, part.1, p.153-164 (1966).
- (15) FANNELOP, t.k. Effects of streamwise vortices on laminar boundary-layer flow.
J.of.Appl.Mech. p.424 (1968).
- (16) EICHELBRENNER, e.a., PRESTON, j.h., On the role of secondary flow in turbulent boundary-layers in corners (and salients).
Journal de Mec. Vol.10 N°1, p.91-112 (1971).
- (17) SAITO, h., ONDA, y. Voir réf.6, p.13-14.
- (18) KOVASNAY, l.s., KOMODA, h., VASUDEVA, b.r., Detailed flow field in transition.
Proceedings of the 1962 heat transfer and fluid mechanics institute.
Stanford University Press, Stanford, Calif
p.1-26 (1962).
- (19) HAMA, f.r., NUTANT, j. Detailed flow field observations in the transition process in a thick boundary layer.
Proceedings of the 1963 heat transfer and fluid mechanics institute.
Stanford University Press, Stanford, Calif
p.77-93 (1963).
- (20) EMMONS, h.w. The laminar-turbulent transition in boundary layer, Part.I.
J.Aerospace Sci. Vol.18, p.290-298 (1951).
- (21) SCHUBAUER, g.b., KLEBANOFF, p.s. Contributions on the mechanics of boundary layer transition.
NACA. Rep.1289 (1956).
- (22) ELDER, j.w. An experimental investigation of turbulent spots and breakdown to turbulence.
J.F.M. Vol.9, part.1, p.235-246 (1960).
- (23) GAVIGLIO, j., BURNAGE, h. Sur l'intermittence de transition de l'état laminaire à l'état turbulent dans divers écoulements.
J.de Mécanique, vol.9, N°1 (1970).
- (24) DHAWAN, s., NARASIMHA, r. Some properties of boundary-layer flow during the transition from laminar to turbulent motion.
J.F.M. Vol.3, Part.4, p.418-436 (1958).

- (25) WELLS,c.s. Effects of freestream turbulence on boundary-layer transition.
A.I.A.A. Journal, vol.5, N°1, p.172-174
(1967).
- (26) SPANGLER,j.g., WELLS,c.s. Effects of freestream disturbances on boundary-layer transition.
A.I.A.A. Journal, vol.6, N°3, p.543-545
(1968).
- (27) LIGHTHILL,m.j. The response of laminar skin friction and heat transfer to fluctuations in the stream velocity.
Proc.Roy.Soc.A.Vol.224, N°1156, p.1-23
(1954).
- (28) LIN,c.c. Motion in the boundary-layer with a rapidly oscillating external flow.
9th.Int.Congress of Applied Mech.University of Brussels.
(1956).
- (29) NICKERSON,r.j. The effect of free stream oscillations on the laminar boundary-layer on a flat plate.
Sc.D.Thesis, M.I.T.
(1957).
- (30) HILL,p.g. Laminar boundary-layers in oscillating flows.
Sc.D.Thesis, M.I.T.
(1958).
- (31) BARRIOL,r., LUCIUS,m. Couche-limite laminaire d'une plaque plane à incidence nulle dans un écoulement d'air de vitesse modulée sinusoïdalement en fonction du temps.
Journal de Mécanique, vol.7, N°1, p.69-82
(1968).
- (32) OBREMSKI,h.j., FEJER,a.a. Transition in oscillating boundary-layers flows.
J.F.M. vol.29, part.1, p.93-111
(1967).
- (33) MILLER,j.a., FEJER,a.a. Transition phenomena in oscillating boundary-layer flows.
J.F.M. vol.18, part.3, p.438-484
(1964).
- (34) MILLER,j.a., FEJER,a.a. Transition in oscillating blasius flow.
Ph.D.Thesis I.I.T.
(1963).
- (35) GREENSPAN,h.p., BENNEY,d.j. On shear layer instability-Breakdown and transition.
J.F.M. vol.15, p.135-153
(1963).
- (36) OBREMSKI,h.j., MORKOVIN,m.v. Application of a quasi steady stability model to periodic boundary-layer flows.
A.I.A.A. Journal, Vol.7, N°7, p.1298-1301
(1969).
- (37) LORD RAYLEIGH Voir réf.3, pp.438 et 445-446.
- (38) SQUIRE,h.b. Voir réf.39, p.614-618.
- (39) TOLLMIEEN,w., GROHNE,d. Boundary-layer and flow control, vol.II chap. The nature of transition.
Pergamon Press, p.602 à 623
(1961).

- (40) PRETSH,j. Die Anfachnung instabiler Störungen in einer laminaren Reibungsschicht.
Jb.dt.Luftfahrtforschung I,p.54-71(1942)
- (41) SCHLICHTING,h.,ULRICH,a. Zur Berechnung des Umschlages laminar turbulent.
Jb.dt.Luft.I,p.8-35 (1942)
- (42) BETCHOV,r.,CRIMINALE,w.o. Stability of parallel flows.
Academic Press (1967)
- (43) HUGHES,t.h., REID,w.h. The stability of laminar boundary-layers at separation.
J.F.M. vol.23,part.4,p.737-747 (1965)
- (44) JORDINSON,r. The flat plate boundary-layer,Part.1
Numerical integration of the Orr-Sommerfeld equation.
J.F.M. vol.43,part.4,p.801-811 (1970)
- (45) WAZZAN,a.r.,OKAMURA,t.t.,SMITH,a.m.o. Voir réf. 52 p.2,réf.46
p.302-304.
- (46) JAFFE,n.a., OKAMURA,t.t.,SMITH,a.m.o. Determination of spatial amplification factors and their application to predicting transition.
A.I.A.A. Vol.8,N°2,p.301-308 (1970)
- (47) WAZZAN,a.r. The stability and transition of heated and cooled incompressible laminar boundary-layer.
4°Congrès international sur le transfert de chaleur et de masse.
Versailles (1970)
- (48) BARRY,m.d.,ROSS,m.a.s. The flat plate boundary-layer Part.2.
The effect of increasing thickness on stability.
J.F.M. vol.43,part.4,p.813-818 (1970)
- (49) ROSS,j.a.,BARNES,f.h.,BURNS,j.g.,ROSS,m.a.s. The flat plate boundary-layer,Part.3.
Comparaison of theory with experiment
J.F.M. Vol.43,part.4,p.819-832 (1970)
- (50) HIRSCH,r. Essai de calcul de la couche-limite turbulente et de la transition sur plaque plane.
Serv.Doc. et Inf.Tech.de l'Aero.N°393 (1963)
- (51) CRIMINALE,w.o. Interaction of the laminar boundary layer with free-stream disturbances.
T.P.F.Suppl.Vol.10,p.S101-S107 (1967)
- (52) OBREMSKI,h.j.,MORKOVIN,m.v.,LANDHAL,m. A portfolio of stability characteristics of incompressible boundary-layers.
AGARDograph 134 (1969)
- (53) BENNEY,d.j.,ROSENBLAT,s. Stability of spatially varying and time-dependent flows.
T.P.F.Vol.7. (1964)

- (54) ROSENBLAT,s. Centrifugal instability of time dependent flows.
Part.I : Inviscid periodic flows.
J.F.M. Vol.33,part.2,p.321-336 (1968).
- (55) GROSCH,ch.e.,SALWEN,h. The stability of steady and time dependent plane-Poiseuille flow.
J.F.M. Vol.34,part.1,p.177-205 (1968)
- (56) KELLY,r.e. On the stability of an inviscid shear layer which is periodic in space and time.
J.F.M. Vol.27,part.4,p.657-689 (1967).
- (57) DUHAMEL,p. Réponse de la couche-limite pulsée à une perturbation de vitesse.
Rapport interne 71-2.Lab.Mec.ENSEM (1971)
- (58) HANSEN,a.g. Generalized similarity analysis of partial differential equations.
Dans la réf.62,p.1-17.
- (59) LEGENDRE,r. Interprétation des mesures de Turbulence
Rapport ONERA (1968)
- (60) LEGRAS,j. Méthodes et techniques de l'analyse numérique.
DUNOD-PARIS (1971)
- (61) LAX,p.d.,WENDROFF,b. Voir article de Samuel,z.BURSTEIN dans la réf.62,p.279-290.
- (62) AMES,w.f. Non linear partial differential equations
Academic Press, New-York, London (1967)
- (63) AZZEDINE,m. Etude d'une perturbation d'obstacle dans un écoulement non-permanent par la méthode des différences finies.
Thèse-Université de NANCY (1970)
- (64) BARATAUD,j.c. Contribution à l'étude de la convection thermique par un écoulement d'air pulsé.
Thèse Docteur Ingénieur NANCY (1967)
- (65) MARTIN,m. Contribution à l'étude de la convection thermique pulsée autour des cylindres.
Thèse NANCY (1969)
- (66) KING,l.v. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid.
Phil.Trans.Roy.Soc.of London 214,p.373.
Voir réf.68,p.48 (1914)
- (67) RICHARDSON,e.g. Dynamics of real fluid (2^{ed})p.51 et p.117
Edward,Arnold(publishers)Ltd. (1961)
- (68) GOSSE,j. Etude de la convection par les fils aux faibles nombres de Reynolds
Publ.Sci et Tech.Ministère de l'Air
N° 322. (1956)
- (69) BARRIOL,r. Contribution à l'étude des écoulements pulsés
Thèse NANCY (1965)

- (70) BENDAT, j.s. Principles and applications of random noise theory.
John Wiley and Sons.
Voir réf.(81), p.84 (1958).
- (71) VON SCHILZ, w. Untersuchungen über den Einfluss biege-
förmiger Wandschwingungen auf die
Entwicklung der Strömungsgrenzschicht.
Acustica, vol.15, p.6-10 (1965).
- (72) BERGH, h. TISDEMAN, h. Résultats théoriques et expérimentaux
sur la réponse dynamique d'un dispositif
de mesure de pressions.
Note Technique 67/1464 G de l'ONERA
traduction par M. DANIEL de NLR.TR.F238
(1967).
- (73) ELDER, j.w. The flow past a flat plate of finite
width.
J.F.M. Vol.9, Part.I, p.133-153 (1960).
- (74) CHARTERS, a.c.j. Transition between laminar and turbulent
flow by transverse contamination.
NACA. TN 891 (1943).
- (75) VAN DRIEST, e.r., BLUMER, c.b. Boundary-layer transition : Freestream
turbulence and pressure gradient effects.
A.I.A.A. Journal. Vol.1, n°6, p.1303-1306
(1963).
- (76) LANGE, f.h. Correlation Techniques
London Iliffe books (1967).
- (77) BRACEWELL, r.m. The Fourier transform and its applica-
tions.
Mac Graw Hill (1965).
- (78) DUHAMEL, p. Obtention de spectres par acquisition et
traitement rapides de données sur ordi-
nateur.
Rapport interne 711.Lab.Mec.ENSEM(1971).
- (79) GHEZ, f. Méthode progressive de calcul de la
transformée de FOURIER en 2^n .
Rapport interne - Centre d'Automatique
de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines
de Paris (1969).
- (80) BLACKMAN, r.b., TUKEY, j.w. The measurement of power spectra.
Dover.Public.Inc. New-York (1958).
- (81) MAX, j. Les principales méthodes de traitement
du signal (corrélation, analyse spectrale
...) et leurs applications aux mesures
physiques.
Rapport CEA R 4018 (1970).

- (82) TOYUHISA KANEKO, BEDE LIU Computation error in fast FOURIER transform 3th Asiloma Conference on circuits and systems (1969).
- (83) DUHAMEL, p. Spectre de densité de puissance des fluctuations de la composante longitudinale de vitesse dans une couche limite pulsée prétransitoire. Compte-rendus de l'Acad.Sci.PARIS, 272, série A, p.355-358 (1971).
- (84) TAYLOR, g.i. Dans Turbulence (chap.1) par HINZE, j.o. Mac Graw Hill (1959).
- (85) GOUGAT, p., PERRIN, j.j. Influence d'une perturbation sinusoïdale de paroi sur la transition. 7^e colloque d'aérodynamique appliquée de l'AFITAE (1970).
- (86) CORRSIN, s., KISTLER, a.l. The free-stream boundaries of turbulent flows. NACA TN 3133 (1954).
- (87) OWEN, f.k. Transition experiments on a flat plate at subsonic and supersonic speeds. A.I.A.A. Journal, vol.8, N°3, p.518-523 (1970).
- (88) SUNYACH, m., MATHIEU, j. Intermittence cinématique et thermique sur les frontières de la zone de mélange d'un jet plan. Compte-rendus.Acad.Sc.PARIS, t.268, série A p.781-784 (1969).
- (89) SUNYACH, m. Contribution à l'étude des frontières d'écoulements turbulents libres. Thèse - LYON (1971).
- (90) GAVIGLIO, j., BURNAGE, h. Quelques caractères communs à l'intermittence de transition dans divers écoulements. Note Technique intérieure à l'IMST MARSEILLE (1968).
- (91) KLEBANOFF Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. NACA Report 1247 (1955).
- (92) MAC CORMICK, m.e. An analysis of the formation of turbulent patches in the transition boundary layer. Journal of applied Mechanics, pp.216-219 (1968).
- (93) KISTLER, a.l. Fluctuating wall pressure under a separated supersonic flow. The Journal of the acoustical Society of America. Vol.36, N°3, pp.543-550 (1964).
- (94) DUHAMEL, p., GOSSE, j. Une description de la couche limite de transition sur plaque plane. Compte-Rendus Acad.Sc.PARIS, t.268, série A, pp.66-68 (1969).

- (95) FAVRE, a., GAVIGLIO, j., DUMAS, r. Structure of velocity space-time correlations in a boundary layer. T.P.F., suppl. Vol. 10, N° 9, pp. S138-S145 (1967).
- (96) MOUTON, h. et ses collaborateurs Contribution à l'étude aérodynamique d'un écoulement turbulent d'air sans gradient longitudinal de pression le long d'une plaque plane lisse. Thèse Poitiers (1962).
et
Communication personnelle de LE STUM, m. (1971).
-

NOM DE L'ETUDIANT : DUHAMEL Pierre

Nature de la thèse : Doctorat es Sciences Physiques

et permis d'imprimer

Vu, Approuvé

NANCY, le 30.9.71

Le Président du Conseil de l'Université de NANCY I



J.R. HELLUY

